

SÉRIE A : N° 1577

N° D'ORDRE :

2443

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. André POIROT

Ancien Élève de l'École Normale Supérieure,
chargé de cours
à la Faculté des Sciences de Nancy.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS
ANODIQUES. APPLICATION A L'ÉTUDE DE L'EFFET
STARK.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin 1935** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....

CH. FABRY.....

F. CROZE.....

Président.

Examineurs.

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120. BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1935

SÉRIE A : N° 1577
N° D'ORDRE :
2443

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. André POIROT

Ancien Élève de l'École Normale Supérieure,
chargé de cours
à la Faculté des Sciences de Nancy.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS
ANODIQUES. APPLICATION A L'ÉTUDE DE L'EFFET
STARK.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin 1935** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....	<i>Président.</i>
CH. FABRY.....	} <i>Examineurs.</i>
F. GROZE.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1935

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... G. MAURAIN, Professeur, Physique du Globe.

Professeurs honoraires	H. LE CHATELIER.	Léon BRILLOUIN.	AUGER.
	H. LEBESGUE.	GOOURSAT.	BLAISE.
	A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
	A. LEDUC.	GUILLET.	JANET.
	Émile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
	Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
			MOUTON.

PROFESSEURS

G. BERTRAND.....	T Chimie biologique.	A. DUFOUR.....	T Physique (P. C. B.).
M. CAULLERY.....	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
G. URBAIN.....	T Chimie générale.	A. GUILLIERMOND.	T Botanique (P. C. B.).
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
Jean PERRIN.....	T Chimie physique.	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
H. ABRAHAM.....	T Physique.	ROBERT-LÉVY.....	Zoologie.
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
M. MOLLIARD.....	T Physiologie végétale.	Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.
L. LAPICQUE.....	T Physiologie générale.	Ch. JACOB.....	T Géologie.
E. VESSIOT.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	P. PASCAL.....	T Chimie minérale.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	M. FRÉCHET.....	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	E. ESCLANGON....	T Astronomie.
Charles FABRY....	T Physique.	M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.
Charles PÉREZ. .	T Zoologie.	H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
Léon BERTRAND..	T Géologie structurale et géologie appliquée.	F. FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
P. PORTIER.....	T Physiologie comparée.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
E. RABAUD.....	T Biologie expérimentale.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	P. JOB.....	Chimie générale.
P. WINTREBERT..	T Anatomie et histologie comparées.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	PRENANT.....	Zoologie.
O. DUBOSCQ.....	T Biologie maritime.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA.....	T Application de l'analyse à la Géométrie.	BOHN.....	Zoologie (P. C. B.).
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	COMBES.....	Botanique.
A. MICHEL-LÉVY.	Pétrographie.	GARNIER.....	Calcul différentiel.
H. BÉNARD.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	PÈRES.....	Mécanique des fluides.
A. DENJOY.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	LAUGIER.....	Physiologie générale.
Eugène BLOCH....	T Physique théorique et physique céleste.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
G. BRUHAT.....	Physique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	Physique.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
A. DEBIERNE.....	T Radioactivité.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
		GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
		CROZE.....	Physique.
		DUPONT.....	T Théories chimiques.
		LANQUINE.....	Géologie.
		VALIRON.....	Mathématiques

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A MESSIEURS A. COTTON ET CH. FABRY

Membres de l'Institut

*En témoignage de ma profonde gratitude
et de mon respectueux attachement.*

A MONSIEUR F. CROZE

Professeur à la Sorbonne

Hommage de mon affectueuse reconnaissance.

A MES PARENTS

•

A MA FEMME



RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS ANODIQUES. APPLICATION A L'ÉTUDE DE L'EFFET STARK.

Par M. ANDRÉ POIROT.

INTRODUCTION.

L'effet Stark, découvert depuis un peu plus de vingt ans seulement, a déjà été l'objet de nombreuses recherches. Un grand nombre d'entre elles ont porté sur l'hydrogène et l'hélium et ont permis de vérifier les prévisions déduites de la théorie des quanta. Mais les progrès théoriques et expérimentaux ont été beaucoup moins rapides pour les édifices atomiques plus complexes ; l'étude de certains corps n'a même pas encore été abordée.

Ayant réussi à montrer l'effet Stark du lithium au moyen d'une émission de rayons anodiques de ce métal, j'ai cherché si le même procédé ne pourrait pas aussi s'appliquer aux autres métaux et plus particulièrement à ceux qu'il est difficile d'étudier dans un tube à décharge ordinaire.

Ce travail comprend trois chapitres.

Le premier chapitre résume les essais effectués pour obtenir des émissions de rayons anodiques avec d'autres métaux que le lithium : ils ont porté principalement sur le sodium, le potassium, le calcium, le baryum et le chrome.

Le deuxième chapitre contient l'exposé de la méthode qui permet d'étudier l'effet Stark à l'aide de ces émissions.

Le troisième chapitre, enfin, rassemble les résultats obtenus par la méthode précédente dans le cas du lithium, du sodium et du baryum.

On peut aussi chercher à utiliser les rayons anodiques pour étudier l'action sur certaines raies d'un champ électrique et d'un champ magnétique agissant simultanément ; les premières tentatives effectuées dans cette direction sont mentionnées à la fin du troisième chapitre.

Ces recherches ont été poursuivies, sous la direction de M. Ch. Fabry et de M. A. Cotton, au Laboratoire de Physique (Enseignement) de la Sorbonne et au Laboratoire des Recherches physiques. Je suis heureux d'exprimer ici à M. A. Cotton et à M. Ch. Fabry ma profonde reconnaissance pour l'intérêt avec lequel ils ont toujours suivi mon travail et pour les conseils qu'ils n'ont cessé de me prodiguer.

Je remercie aussi très vivement M. F. Croze dont l'aide éclairée et bienveillante m'a toujours soutenu dans mes recherches.

J'exprime ma très vive gratitude au Conseil de la Fondation Thiers qui a bien voulu m'accueillir parmi ses pensionnaires, et c'est avec émotion que j'adresse un respectueux hommage à la mémoire de M. A. Rébelliau.

Je remercie de tout cœur mon camarade Max Morand qui a guidé mes premiers pas au laboratoire.

Enfin, je ne voudrais pas oublier le personnel des deux Laboratoires de Physique de la Sorbonne dont j'ai bien souvent apprécié la très amicale collaboration.

Les expériences effectuées avec un spectrographe à échelon ont été rendues possibles grâce à une subvention accordée au Laboratoire de M. A. Cotton par M. William Nelson Cromwell.

CHAPITRE PREMIER

La production des rayons anodiques.

Lorsqu'on fait passer une décharge dans un tube à vide, la cathode émet des particules de charge négative, des électrons ; de même, l'anode peut aussi, dans certaines conditions, émettre des particules positives constituant les rayons anodiques.

J'indiquerai d'abord le principe des diverses méthodes qui ont été utilisées pour produire des rayons anodiques : je rappellerai brièvement les expériences de Gehrcke et Reichenheim, G. P. Thomson, Dempster, Aston et Morand. Je montrerai ensuite comment j'ai étendu les résultats obtenus par M. Morand sur Li, à d'autres métaux alcalins : Na et K, à des métaux alcalino-terreux : Ca et Ba, et à Cr. Enfin, après avoir décrit les divers régimes d'émission susceptibles de s'établir et leurs particularités, j'indiquerai l'idée qu'on peut se faire sur le mécanisme de l'émission des rayons anodiques.

1. — Méthodes utilisées pour la production des rayons anodiques.

a) *Expériences de Gehrcke et Reichenheim.* — Les rayons anodiques ont été observés pour la première fois en 1906 par Gehrcke et Reichenheim (1) ; ils utilisaient une anode recouverte par des sels halogénés de métaux alcalins et convenablement chauffée. Le chauffage de l'anode était réalisé, soit, dans un vide très poussé, à l'aide d'un courant

électrique auxiliaire (méthode de l'anode chaude), soit, dans un vide moins élevé, par le bombardement d'une anode de forme spéciale au moyen de l'afflux négatif dû au passage de la décharge ; dans ce dernier cas, on pouvait faciliter l'uniformisation de la température de l'anode en mélangeant du graphite au sel utilisé et accroître l'efficacité du bombardement de l'anode en introduisant dans le tube des vapeurs de chlore, de brome ou d'iode. Les rayons anodiques paraissent normalement à la surface de l'anode, au voisinage immédiat de laquelle existait une chute de potentiel importante. Mais l'émission, capricieuse et éphémère, paraissait obéir à des lois extrêmement complexes ; c'est sans doute la raison pour laquelle l'étude des rayons anodiques fut dans la suite plus ou moins délaissée.

La découverte des isotopes devait apporter un nouvel intérêt à cette étude. Les rayons de masse des métaux, le mercure mis à part, ne peuvent être obtenus que fort difficilement dans un tube à décharge ordinaire ; aux températures habituelles, ces métaux possèdent des tensions de vapeur trop faibles et ne fournissent pas de composés stables suffisamment volatils. Quand la méthode des rayons canaux convient mal, on peut chercher à obtenir les rayons de masse sous forme de rayons anodiques.

Divers auteurs, parmi lesquels G. P. Thompson, Dempster, Aston, Morand, eurent recours aux rayons anodiques pour étudier les isotopes de divers métaux. Ils utilisèrent des dispositifs analogues à ceux de Gehrcke et Reichenheim.

b) *Expériences de G. P. Thomson.* — G. P. Thomson⁽²⁾ utilisait comme anode un mélange constitué par des sels halogénés des métaux étudiés et du graphite en poudre. Il opérait dans un tube où la pression correspondait à un espace obscur compris entre 0,5 et 5 cm., en présence d'un halogène (l'iode de préférence) dont le rôle est double :

l'halogène, durant le passage de la décharge, provoque, en captant des électrons, une chute de potentiel anodique importante et bombarde vigoureusement l'anode dont la température s'élève.

c) *Expériences de Dempster* (3). — Les rayons anodiques étaient émis par des sels chauffés sur une anode incandescente en Pt ou bombardés par des électrons émis par une cathode incandescente. Les différences de potentiel utilisées étaient comprises entre 500 et 2 000 volts. Mais les émissions n'étaient pas stables.

Dempster utilisa alors une anode constituée par un petit cylindre creux en acier percé d'un orifice, rempli du sel à étudier et chauffé à l'aide d'une bobine. Cette anode était bombardée par des électrons émis par une cathode (lame de Pt recouverte de CaO) et accélérés par une différence de potentiel de 30 à 160 volts.

d) *Expériences d'Aston*. — Aston utilisa d'abord (4) la méthode de l'anode chaude en opérant à très basse pression. L'anode était une lame de Pt de dimensions 2 mm. $\times$ 7 mm. $\times$ 0,03 mm., soudée à deux conducteurs en Pt et située à 1 cm. de la cathode. Cette lame, repliée en forme de gouttière, contenait le sel étudié. L'anode était chauffée par le passage d'un courant dans la lame. On obtenait ainsi un faisceau de rayons anodiques, mais le point de départ et l'intensité de ce faisceau variaient beaucoup. D'autre part, il s'éteignait rapidement.

Aston a ensuite utilisé (5) comme anode un petit cylindre en acier contenant, dans une cavité, un mélange de sel et de graphite. La pression, dans le tube, était assez élevée pour qu'on puisse y faire passer une décharge donnant naissance à des rayons cathodiques. La cathode, en Al, percée d'un canal pour laisser passer les rayons positifs, était concave de manière à concentrer les rayons cathodiques sur l'anode.

La température de l'anode augmentait et, à un certain moment, les rayons anodiques apparaissaient.

De cette manière, la production des rayons anodiques est intimement liée aux conditions de la décharge ; on n'est donc pas absolument maître de celle-là puisqu'on ne peut modifier celles-ci à son gré. Pour stabiliser le fonctionnement du tube, Aston y avait adjoint une cathode secondaire réunie au sol par l'intermédiaire d'un kénotron. Le courant qui traverse le tube ne peut alors dépasser la limite imposée par le débit d'électrons correspondant à la température du filament du kénotron. De plus, le voltage accélérateur total reste fixe tandis que les différences de potentiel partielles de l'anode à la cathode secondaire et de celle-ci au sol peuvent varier.

e) *Expériences de M. Morand.* — Dans tous les dispositifs précédents, l'émission des rayons anodiques a lieu, en somme, à la faveur d'une élévation suffisante de la température de l'anode, provoquée d'une manière ou d'une autre, et d'une chute de potentiel anodique plus ou moins grande.

En répétant les expériences précédentes, M. Morand (6), après divers essais expérimentaux et à la suite de considérations théoriques, a imaginé de créer artificiellement, au voisinage de l'anode, un grand champ électrique. Dans ce but, il utilisait une anode en forme de pointe, suffisamment rapprochée de la cathode, dans un tube où régnait un vide assez poussé ; de cette manière, même pour une très grande différence de potentiel appliquée aux bornes du tube — 60 kilovolts par exemple —, le courant ne peut passer, ni sous forme de la décharge observée dans un tube de Geissler, ni même sous forme de décharges brèves et intermittentes. La distance de l'anode à la cathode était généralement inférieure à 1 cm., et la pression dans le tube était de l'ordre de 10^{-4} mm. de Hg. Dans ces conditions, on était conduit à chauffer artificiellement le sel disposé sur l'anode : ce chauff-

fage était réalisé au moyen d'une petite spirale de Pt parcourue par un courant auxiliaire et placée en arrière de la pointe. Un petit anneau de garde permettait de donner au faisceau des rayons anodiques une direction moyenne bien définie. Les perfectionnements importants qu'il a apportés à la technique expérimentale de la production des rayons anodiques, ont permis à M. Morand d'obtenir une émission régulière et stable de rayons anodiques dans le cas du lithium, à partir de sels halogénés de ce métal.

2. — Extension des résultats obtenus par M. Morand.

Les expériences réalisées jusque-là semblaient indiquer que les émissions les plus faciles à produire sont celles qui sont relatives aux métaux de poids atomique faible, principalement au lithium, et qu'il est préférable de partir de sels halogénés, aisément dissociables. Je me suis demandé s'il n'était pas possible, en se plaçant dans des conditions expérimentales converables, d'obtenir aussi des émissions durables et stables de rayons anodiques pour d'autres métaux. J'ai eu recours à des artifices semblables à ceux de M. Morand : création artificielle, dans un vide très poussé, d'une chute de potentiel anodique importante en prenant une anode en forme de pointe ; chauffage de cette anode recouverte de sel et entourée d'un cylindre de garde par une spirale traversée par un courant électrique. J'ai utilisé un dispositif expérimental analogue à celui de M. Morand (voir description des tubes, p. 44 et 106). Après de nombreux essais effectués avec les sels les plus divers et dans les conditions expérimentales les plus variées, je suis parvenu à obtenir des émissions régulières et stables de rayons anodiques de sodium et de chrome (7), puis, successivement, de sodium, de potassium, de calcium et de baryum (8). Mes recherches n'ont pas encore pu porter sur d'autres métaux, mais il est à prévoir que, pour chacun d'eux, on arriverait à des résultats analogues.

3. — Conditions expérimentales requises.

On peut donc extraire, dans un vide aussi parfait que possible, des ions positifs d'une anode formée de sels métalliques convenablement choisis, quand l'agitation thermique des ions et la chute anodique sont suffisantes. L'attention doit porter principalement sur trois points : la constitution de l'anode, le choix du sel et les conditions électriques.

a) *Constitution de l'anode.* — La forme d'anode qui semble convenir le mieux est celle indiquée par M. Morand.



Fig. 1 — Constitution de l'anode.

La figure 1 représente l'anode que j'ai utilisée. Un fil de platine, de 15/10 mm. de diamètre, a son extrémité A soigneusement effilée sur un tour; il est placé suivant l'axe d'une petite spirale de 5 ou 6 spires constituée par un fil de platine de 7/10^e mm. de diamètre. La spirale est disposée, comme l'indique la figure, à la manière d'un four minuscule situé légèrement en arrière de l'extrémité de l'anode; elle peut être parcourue par un courant alternatif dont l'intensité efficace peut varier de 0 à 2 A. Elle est généralement

isolée du fil central par un petit tube de verre, mais la présence de ce tube, bien qu'elle facilite la réalisation et la mise en place de la spirale, n'est nullement nécessaire ; dans de nombreux cas, métaux alcalino-terreux, chrome, le verre, plus ou moins rongé durant le fonctionnement du tube, s'émiette, quand on nettoie l'anode, sans qu'il en résulte toutefois par la suite le moindre inconvénient.

Pour recouvrir d'un sel l'extrémité de l'anode, il suffit de la plonger dans ce sel fondu, à une température un peu supérieure à la température de solidification ; en s'aidant ensuite de la flamme d'un bec Mecker, il est facile de répartir convenablement le sel sur une longueur de 2 à 3 mm. à partir de l'extrémité de l'anode, mais il faut prendre soin de laisser à nu cette extrémité. La quantité de sel ainsi déposée est de l'ordre du décigramme.

Cette opération est très importante pour la bonne marche et la durée de l'émission. Elle n'est d'ailleurs vraiment délicate que si l'on utilise un sel très hygroscopique comme le chlorure de lithium ; il faut alors procéder avec une rapidité suffisante pour que le sel, entre l'instant où l'on recouvre l'anode et celui où l'on fait le vide dans le tube complètement remonté, ne puisse absorber suffisamment d'eau pour couler le long de l'anode ou même tomber sur une autre partie du tube.

L'anode ainsi garnie de sel est placée suivant l'axe d'une pièce métallique ayant la forme représentée sur la figure I ; c'est une sorte de capuchon dont le fond plat est percé en son centre d'un trou de 3 mm. de diamètre. Cette pièce, qui peut être déplacée parallèlement à son axe, est fixée dans une position telle que l'extrémité de l'anode fasse légèrement saillie. Elle est au même potentiel que la spirale anodique et crée, au voisinage de l'extrémité de l'anode, un champ électrique sensiblement uniforme dont la direction est approximativement celle de l'axe de l'anode. Les rayons anodiques tendent à s'orienter suivant cette direction : ils forment, en

général, un faisceau conique dont le sommet est la pointe anodique et dont l'axe coïncide sensiblement avec l'axe de l'anode.

L'ouverture du faisceau conique des rayons anodiques dépend essentiellement de la manière dont l'extrémité de l'anode dépasse du capuchon anodique. En adoptant une valeur de l'ordre du millimètre, on obtient un faisceau dont l'ouverture est de 15° à 20° . Quand l'anode émerge d'une quantité moindre, on obtient des faisceaux plus déliés, mais il devient nécessaire, pour obtenir et maintenir l'émission, d'accroître la température du sel et d'augmenter la différence de potentiel aux bornes du tube ; de plus, la quantité de sel utile, c'est-à-dire celle qui ne se trouve pas trop à l'intérieur du capuchon anodique, diminue et la durée de l'expérience diminue également. Si l'anode émerge davantage, l'importance du rôle du capuchon faiblit : l'ouverture du faisceau augmente en même temps que sa direction moyenne varie notablement. En somme, le capuchon anodique, convenablement placé, joue le rôle de la pièce de concentration du tube Coolidge.

L'anode ainsi constituée est placée à une distance de la cathode pouvant varier de 0 à 2 cm. ; la distance la plus favorable paraît être de l'ordre de 6 mm.

Dans un premier tube, l'axe de l'anode était incliné à 45° sur la cathode plane et horizontale pour éviter le bombardement de l'anode par les rayons cathodiques et, par suite, la volatilisation du sel déposé sur elle (voir fig. 2, p. 17). Il est préférable, comme cela fut réalisé dans un second tube, d'avoir une anode verticale dont la pointe est dirigée vers le bas et munie d'une spirale hélicoïdale conique, sans tube isolant. L'absence du tube isolant supprime les impuretés pouvant provenir de ce tube (Si....). En outre, le volume qui aurait été occupé par le tube isolant est remplacé par un volume égal de sel ; or, le sel déposé peut être entièrement utilisé : il s'écoule vers la pointe anodique, sous l'action de

la pesanteur, à mesure que le sel qui s'y trouve disparaît ; la durée de l'émission est ainsi augmentée.

Quand il n'y a plus de sel sur l'anode, il faut, pour obtenir une nouvelle émission, démonter et nettoyer les électrodes, recharger l'anode de sel, remettre tout en place et faire le vide dans le tube, ce qui constitue une perte de temps pouvant dépasser une heure. On aurait intérêt à réaliser un dispositif qui permettrait d'alimenter l'anode à volonté, pendant le fonctionnement du tube, avec du sel emmagasiné dans un réservoir.

b) *Choix du sel.* — A côté de la forme la plus avantageuse à donner à l'anode, une autre condition capitale pour l'obtention d'une émission régulière et stable de rayons anodiques réside dans le choix du sel déposé sur l'anode.

On a cru longtemps que, pour un métal donné, les sels les plus favorables sont les sels halogénés et que l'émission, dans le cas d'un métal lourd, est grandement facilitée par l'addition à un sel halogéné du métal considéré, d'un sel halogéné de métal alcalin et particulièrement de lithium. J'ai voulu contrôler ces opinions qui, pourtant, paraissaient reposer sur des observations expérimentales incontestables : j'ai donc entrepris toute une série d'essais avec les sels les plus divers de différents métaux.

Les essais ne pouvaient porter que sur des sels fusibles à une température relativement basse et qui peuvent être portés à une température un peu supérieure à leur température de fusion sans se décomposer ; les sels employés doivent aussi permettre de garnir l'anode uniformément.

Pour chaque métal étudié, j'ai donc commencé à déterminer, parmi les sels dont je disposais, ceux qui satisfaisaient le mieux aux conditions requises. Les sels qui ont particulièrement retenu mon attention sont :

pour le lithium : les halogénures et l'azotate ;

pour le sodium : les halogénures, l'azotate, le bichromate, l'acétate et le borate ;

pour le potassium, le calcium et le baryum : les azotates correspondants ;

pour le cuivre : l'azotate et les halogénures.

Dès les premières expériences, j'ai constaté que, pour produire les rayons anodiques d'un métal donné, il est avantageux de n'utiliser qu'un seul sel de ce métal ou un mélange de deux sels à points de fusion très voisins. Dans l'un et l'autre cas, la température du sel, à un moment donné, peut être considérée comme pratiquement uniforme ; on peut alors la faire croître ou décroître de quantités aussi petites qu'on veut, simplement en faisant varier le courant qui parcourt la spirale anodique. La valeur de la température de l'anode et sa constance dans le temps sont deux facteurs qui influent énormément sur l'importance, la durée et la régularité d'une émission ; c'est pourquoi l'utilisation d'un mélange de sels à point de fusion différents n'est pas à recommander.

Il n'est pas indiqué non plus, quand on veut obtenir des rayons anodiques d'un métal autre qu'un métal alcalin, de mélanger au sel utilisé un sel alcalin de point de fusion voisin, et particulièrement un halogénure de lithium. On obtient en effet, d'abord et aisément, une émission de rayons anodiques de l'alcalin que l'on reconnaît facilement à la couleur du faisceau ; puis, au cours d'une phase de transition relativement courte correspondant à la raréfaction du sel alcalin, une émission mixte due à l'alcalin et au métal non alcalin ; enfin, quand le sel alcalin a pratiquement disparu, une émission relative au seul métal non alcalin ; mais cette dernière émission est généralement de durée beaucoup moindre qu'en employant seulement le sel du métal non alcalin sur une anode bien propre. En somme, tout se passe comme si la présence d'un sel alcalin, en retardant l'émission relative au métal étudié, diminuait la capacité d'émission du sel utilisé de ce métal.

C'est pourquoi je n'ai utilisé ultérieurement, dans mes recherches, qu'un seul sel bien déterminé dans une même

expérience, sauf dans le cas du lithium; ce sont presque toujours les azotates, sels relativement stables, à points de fusion bien déterminés et relativement bas, qui conviennent le mieux.

Cas du lithium. — Li (point de fusion : $\theta \sim 450^\circ \text{ C.}$) seul, NO_3Li ($\theta \sim 255^\circ \text{ C.}$) seul, seraient volatilisés trop rapidement. Avec ClLi ($\theta \sim 606^\circ \text{ C.}$), avec BrLi ($\theta \sim 550^\circ \text{ C.}$) ou avec le mélange $\text{ClLi} + \text{BrLi}$, l'émission des rayons anodiques s'amorce assez difficilement; on facilite l'amorçage et on accroit la stabilité de l'émission en ajoutant au mélange précédent Li ($\theta \sim 450^\circ \text{ C.}$) qui est plus volatil que le chlorure et le bromure. J'ai adopté finalement un mélange de ces trois sels à volumes sensiblement égaux; c'est d'ailleurs approximativement celui qu'utilisait Morand (6). Le chlorure étant très hygroscopique, on doit, pour garnir l'anode, prendre les précautions indiquées plus haut (p. 9).

Cas du sodium. — Parmi les sels de Na , ceux qui conviennent le mieux sont l'azotate ($\theta \sim 310^\circ \text{ C.}$), le borate ($\theta \sim$) et le bichromate ($\theta \sim 320^\circ \text{ C.}$). J'ai obtenu aussi des émissions intéressantes avec CH_3COONa ($\theta \sim 320^\circ \text{ C.}$) et le mélange ClNa ($\theta \sim 800^\circ \text{ C.}$) + BrNa ($\theta \sim 773^\circ \text{ C.}$).

Cas du potassium, du calcium et du baryum. — J'ai utilisé les azotates correspondants : NO_3K ($\theta \sim 336^\circ \text{ C.}$), $(\text{NO}_3)_2\text{Ca}$ ($\theta \sim 561^\circ \text{ C.}$), $(\text{NO}_3)_2\text{Ba}$ ($\theta \sim 595^\circ \text{ C.}$).

Cas du cuivre. — J'ai utilisé Br_2Cu ($\theta \sim 480^\circ \text{ C.}$) et Cl_2Cu ($\theta \sim 498^\circ \text{ C.}$).

Les conditions électriques ne sont pas moins importantes que les dispositions expérimentales précédentes. Nous considérerons successivement la mise en marche, la stabilité et la durée d'une émission.

c) *Mise en marche d'une émission.* — Pour obtenir une émission, après avoir mis en place la cathode et l'anode convenablement garnie, on s'assure d'abord que le vide réalisé

dans le tube est meilleur que le vide cathodique : il ne passe alors aucune décharge, même si l'on applique aux bornes du tube une différence de potentiel de l'ordre de 60 kilovolts. Ensuite, tout en maintenant une différence de potentiel élevée (de l'ordre de 30 kilovolts avec les halogénures de Li, de 25 kilovolts avec NO^3Li , NO^3Na , NO^3K , et $\text{Cr}^2\text{O}^7\text{Na}^2$, de 50 kilovolts avec le borate de Na, les halogénures de Cu), on chauffe progressivement le sel disposé sur l'anode en faisant croître lentement le courant dans la spirale anodique. L'émission des rayons anodiques commence en général brusquement, quand la température du sel de l'anode atteint une valeur qui, pour un sel donné, est toujours voisine mais inférieure à sa température de fusion et qui demeure toujours la même d'une expérience à une autre : on a, en effet, toujours le même courant dans la spirale anodique.

Aussitôt l'émission commencée, la cathode étant reliée au sol, le potentiel de l'anode tombe rapidement jusqu'à une valeur qui dépend du sel utilisé, de sa température et de la distance anode-cathode. L'intensité du courant qui traverse le tube dépend aussi des conditions précédentes.

Cette intensité peut varier, d'une manière réversible, dans de larges limites : elle peut atteindre plusieurs milliampères et n'est limitée que par la volatilisation du sel étudié. Pour les applications que j'avais en vue, il m'a semblé commode de n'employer qu'un courant de l'ordre de 0,3 à 0,5 milliampères : les phénomènes lumineux auxquels donnent lieu les rayons anodiques (voir p. 17) ont alors une intensité notable que n'accroîtrait guère une augmentation de ce courant ; en outre, la durée de l'émission est satisfaisante.

Dans ces conditions, la différence de potentiel aux bornes du tube varie, pour un sel donné, en fonction du métal : avec les azotates, elle est de l'ordre de quelques kilovolts dans le cas du lithium, du sodium et du baryum ; elle atteint jusqu'à 25 kilovolts dans le cas du calcium ; avec le

bichromate de Na, elle est de 2 kilovolts pour un courant de l'ordre de 300 μ A ; avec les halogénures de lithium, elle peut être de quelques milliers de volts seulement, mais peut aussi atteindre jusqu'à 30 kilovolts.

d) *Stabilité d'une émission.* — Quoi qu'il en soit, dans des conditions expérimentales données (distance anode-cathode, sel unique, tension aux bornes du tube, courant anodique choisi entre des limites convenables), le régime de l'émission ne varie pas, en général, durant des heures.

L'émission est extrêmement sensible aux variations de la tension aux bornes du tube et à celles du courant de chauffage de l'anode. C'est ainsi que les variations de la tension alternative du secteur, notamment à l'heure de la pointe, se traduisent par des variations de même sens dans l'intensité du faisceau de rayons anodiques. Durant les heures où la tension du secteur demeure constante, point n'est besoin de modifier le courant de chauffage de l'anode réglé une fois pour toutes ; l'émission est remarquablement stable.

Il peut arriver toutefois que l'intensité du courant dans le tube et le potentiel de l'anode subissent de petites variations brusques et que l'on passe, d'une manière discontinue, d'un certain régime bien stable (i , V) à un autre régime bien stable (i' , V'). Nous en donnerons l'explication ci-dessous (p. 28).

Dans le cas de Li, on utilise de préférence un mélange d'halogénures dont les points de fusion sont différents. Pour conserver une émission constante, la température de l'anode devra être accrue progressivement et les sels disparaîtront sensiblement en suivant l'ordre croissant de leurs points de fusion. On est alors conduit à surveiller constamment l'émission : on la maintiendra constante (condition nécessaire dans l'étude de l'effet Stark), en modifiant convenablement le courant de chauffage de l'anode.

e) *Durée d'une émission.* — Elle dépend de la quantité de sel effectivement utilisée, donc de sa disposition sur l'anode, mais avant tout de la nature du sel et aussi du courant que l'on fait passer dans le tube.

Dans les conditions où je me suis placé (anode constituée comme il a été décrit plus haut, distance anode-cathode de l'ordre de 6 mm., courant dans le tube de l'ordre de 0,4 milliampères), la durée de l'émission varie : avec les halogénures de Li, de 1 à 4 heures (durée moyenne : 2 à 3 heures); avec l'azotate, le bichromate et le borate de Na, de 7 à 10 heures; avec le mélange $\text{ClNa} + \text{BrNa}$, de 1 à 2 heures; avec CH^3COONa , l'émission est très stable, comme avec NO^3Na et $\text{Cr}^2\text{O}^7\text{Na}^2$, mais il se produit à l'anode de petites explosions : une partie importante du sel est projetée petit à petit dans toutes les directions, l'anode est bientôt dégarnie de sel et l'émission dure à peine une heure. Avec NO^3K , l'émission est accompagnée aussi, mais au début seulement, de petites explosions; elle dure de 3 à 4 heures.

Avec $(\text{NO}^3)^2\text{Ca}$ et $(\text{NO}^3)^2\text{Ba}$, l'émission dure de 2 à 3 heures.

Avec Br^2Cu et CuCl^2 , l'anode est très vite complètement dégarnie; une grande partie du sel est volatilisée : on observe d'ailleurs un dépôt vert sur les parois du tube; l'émission est régulière mais ne dure qu'une minute environ. Il est à présumer que d'autres sels conviendraient mieux que les halogénures.

4. — Phénomènes lumineux accompagnant l'émission des rayons anodiques.

a) *Description du faisceau lumineux dans l'« émission normale ».* — Pour les applications que nous avons en vue, le cas le plus intéressant est celui où les rayons anodiques forment un faisceau conique parfaitement délimité (fig. 2). Nous désignerons ce cas sous le nom de « émission nor-

male ». Nous verrons plus loin (p. 23) qu'on peut avoir affaire à d'autres régimes d'émission.

Dans le cas normal, le faisceau a la couleur que donne à la flamme le sel utilisé. Il est lui-même peu lumineux, mais sa trace, sur la cathode ou les obstacles qu'il rencontre, se manifeste par une tache lumineuse intense : rouge avec le lithium et le potassium, jaune avec le sodium, rouge orangé avec le calcium, blanchâtre avec le chrome, vert jaunâtre

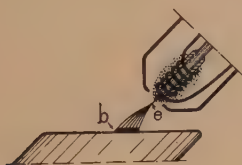


Fig. 2. — Le faisceau des rayons anodiques dans l'« émission normale ».

avec le baryum, et verte avec le cuivre ; plus exactement, on a une sorte de brouillard (fig. 2, *b*) dont l'épaisseur dépend de la nature des rayons anodiques : $1/2$ à 1 mm. dans le cas du lithium, quelques dixièmes de millimètre dans le cas du sodium, quelques centièmes de millimètre dans le cas du baryum. Le sommet du faisceau des rayons anodiques, qui est presque toujours à l'extrémité de la pointe anodique, forme une sorte d'étoile lumineuse *e*, particulièrement petite dans le cas de K et de Ba, de même couleur que le faisceau, et dont l'éclat est d'autant plus vif que le débit dans le tube est plus grand.

Les rayons anodiques, comme les rayons positifs, provoquent la fluorescence des sels qu'ils rencontrent ; avec les halogénures de Li, on a une magnifique fluorescence rouge quelle que soit la nature des rayons anodiques.

b) Spectre de la lumière émise dans le tube. — Avec les

sels des métaux alcalins, le spectre de la lumière émise à la cathode est le spectre d'arc du métal dont le sel a été déposé sur l'anode ; avec un temps de pose suffisant, on obtient le spectre d'arc complet. Avec le bichromate de sodium, on obtient simultanément le spectre d'arc de Na et celui de Cr.

Avec les sels des métaux alcalino-terreux, on obtient, en plus du spectre d'arc, les raies d'étincelle les plus intenses du métal alcalino-terreux et aussi les raies les plus intenses du spectre d'arc de Cu, métal dont était faite la cathode ; en utilisant une cathode secondaire formée d'une grille en fil de fer galvanisé, on obtient en outre les raies les plus intenses des spectres de Zn I et Zn II (voir p. 97).

Le spectre de la lumière émise entre l'anode et la cathode ne comprend, même avec des temps de pose très longs, que les raies d'arc les plus intenses du métal étudié. Il peut comprendre aussi un spectre de bandes provenant des vapeurs de la graisse des rodages soumise au bombardement des rayons anodiques (voir p. 103).

L'analyse de la lumière émise à l'anode se ferait plus commodément avec un spectrographe à prisme objectif qu'avec un spectrographe à fente ; néanmoins, on peut, par un réglage minutieux, parvenir à projeter cette toute petite région lumineuse sur une fente de spectrographe : comme pour la lumière émise par le faisceau entre l'anode et la cathode, on constate alors que la lumière émise à l'anode n'est formée que des raies d'arc les plus intenses du métal dont le sel a été déposé sur l'anode. De l'étude de ces raies, on peut déduire (voir p. 93) un ordre de grandeur des variations du champ électrique au voisinage de la pointe anodique.

En aucun cas, on n'obtient de raies d'atomes ou de groupements d'atomes à ions électro-négatifs.

c) *Nature des ions émis.* — L'étude spectrographique de la lumière émise dans le tube ne donne que le spectre d'arc

pour un métal alcalin ; pour un métal alcalino-terreux, elle donne en outre des raies d'étincelle du spectre d'ordre II, mais seulement les plus intenses, même avec un temps de pose prolongé ; donc, s'il existe, dans le tube, des atomes doublement ionisés, leur nombre est extrêmement faible quand on le compare à celui des atomes une seule fois ionisés ou simplement excités.

Quand on opère avec des électrodes bien propres et avec un sel pur, on n'obtient pas d'autre spectre que le spectre du métal étudié, ce qui prouve qu'on n'a affaire qu'à une seule espèce d'ions ; le faisceau des rayons anodiques conserve d'ailleurs toujours la même couleur. Il n'en est pas de même quand le sel est souillé d'impuretés. Si, par exemple, on ajoute à NO^3Na un peu de NO^3Li , on obtient finalement, sur la plaque photographique, le spectre d'arc de Na et aussi celui de Li ; mais les ions de Na et Li ne sont pas émis en même temps car le faisceau des rayons anodiques et la tache cathodique ne conservent pas la même couleur au cours du temps : rouges au début, ils deviennent jaunes par la suite ; ils présentent d'ailleurs souvent, dans l'intervalle, des portions rouges et des portions jaunes dont l'importance relative peut varier considérablement.

Si, à un mélange d'halogénures de Li, on ajoute un peu de BrNa , le faisceau est rouge-orangé et peut le demeurer longtemps : le réglage de la projection de la région lumineuse sur la fente d'un spectrographe en sera facilité. Mais comme BrNa fond à une température beaucoup plus élevée que les halogénures de Li, la proportion relative d'ions Na^+ est très faible, ainsi que le prouvent également les spectres de la lumière émise.

5. — Particularités qui se produisent souvent vers la fin d'une « émission normale » ; possibilité de l'intervention d'un produit actif.

Il peut arriver, vers la fin de l'émission, alors qu'il n'y a plus de sel au voisinage de la pointe anodique, que des pinces de rayons anodiques partent de certains points de la spirale de Pt non recouverts de sel.

En fin d'émission, on assiste aussi, très souvent, avec les

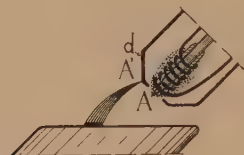


Fig. 3. — Particularité qui peut se produire vers la fin d'une « émission normale ».

halogénures de Li, et surtout avec NO^3Li , NO^3Na , $\text{Cr}^2\text{O}^7\text{Na}^2$, NO^3K et $(\text{NO}^3)^2\text{Ba}$, à un phénomène fort curieux. Pendant l'émission, il se produit un dépôt souvent blanchâtre sur la surface extérieure du capuchon anodique voisine de l'anode (fig. 3, *d*) ; ce dépôt est particulièrement important dans le cas des sels de Li et de Na ; il est probablement constitué par une condensation, sur le capuchon froid, de molécules de sel volatilisées sur l'anode chaude. Vers la fin de l'émission, quand l'anode est presque complètement dégarnie de sel, et même au cours de l'émission dans le cas de $\text{Cr}^2\text{O}^7\text{Na}^2$, il arrive qu'un faisceau de rayons parte d'un point tel que A' (voir fig. 3) qui est sensiblement à la température extérieure. Ce faisceau peut subsister seul si l'anode est complètement dégarnie et si aucun faisceau ne part plus, ni de la pointe, ni de la spirale anodique. On peut ainsi obtenir une émission

analogue à celle qui se produit en A : 300 μ A sous 2 kV, dans le cas de NO^3Na ; mais elle durera moins longtemps. Cette émission est indépendante du courant de chauffage de l'anode. Elle cesse si l'on supprime la tension aux bornes du tube et reprend dès qu'on rétablit cette tension, à condition toutefois de ne point attendre trop longtemps, au maximum 1 à 2 minutes dans le cas de Na.

On peut alors se demander si le dépôt salin formé en A' n'est pas constitué, totalement ou en partie, par des molécules dans un état différent de celui des molécules ordinaires, par des molécules en quelque sorte activées, créées durant le fonctionnement du tube, et dont la vie moyenne serait très courte, de l'ordre de la minute dans le cas de Na. Ces molécules activées pourraient émettre à froid, à partir d'une certaine différence de potentiel, des ions positifs. Peut-être même est-ce à de telles molécules qu'on doit la régularité et la stabilité de l'émission des rayons anodiques en A.

Quand on ne peut plus obtenir d'émission, ni en A, ni en A', c'est-à-dire quand l'anode et son capuchon sont complètement dégarnis de sel, la tension aux bornes du tube peut devenir très grande; on observe en même temps, à la surface de l'anode et de son capuchon, une fluorescence bleue provoquée par des rayons cathodiques rapides.

6. — Action des rayons anodiques sur la cathode.

La cathode était, dans presque toutes mes expériences, en cuivre rouge, quelquefois en nickel. Ce qui suit concerne une cathode de cuivre rouge.

1^o *Rayons anodiques de Li.* — A l'endroit où les rayons anodiques viennent frapper la cathode, le cuivre est corrodé et recouvert d'un produit gris, presque noir, adhérent, qui ne peut être enlevé qu'avec du papier émeri. On peut aussi, quand le tube a fonctionné de nombreuses heures, constater

sur la paroi en laiton, dans la région que frapperaient les rayons anodiques qui se réfléchiraient sur la cathode, la formation d'un dépôt qui se détache, à la longue, sous la forme de minces pellicules d'un gris presque noir.

Le composé formé n'est certainement pas HLi , ni Li_2O : HLi et Li_2O sont blancs et, au contact de l'eau, donnent de la lithine qui se présente sous la forme d'une masse blanche, translucide et cristalline.

On a peut-être affaire à du nitrure de lithium NLi^3 . On sait que l'azote se fixe déjà sur le lithium dès la température ordinaire (9) et que, vers 450°C ., l'azoturation devient rapide et complète ; l'azote se combine aussi au lithium sous l'action de la décharge électrique (10). Or, il existe de l'azote dans le tube comme gaz résiduel ; de plus, NLi^3 est un produit spongieux, d'un brun-rouge, quelquefois d'un gris presque noir ; d'autre part, NLi^3 attaque à chaud presque tous les métaux, ce qui expliquerait la corrosion de la cathode ; en outre, l'eau le décompose en donnant de la lithine et de l'ammoniac, ce qui expliquerait aussi l'odeur d'ammoniac que l'on perçoit nettement quand on démonte les électrodes. Retenons également que l'hydrogène se fixe sur le nitrure à partir de 160°C ., et surtout vers 250°C ., pour donner de l'amidure et de l'hydrure de lithium, suivant la réaction



et que HLi possède une très grande tension de dissociation.

Si l'on n'avait pas affaire à NLi^3 , on se trouverait peut-être en présence d'une combinaison définie de Li et Cu.

2^e Rayons anodiques de Na. — Dans le cas des halogénures, de l'azotate, de l'acétate et du borate, on n'observe pas de corrosion sur la cathode ; c'est à peine si la surface frappée par les rayons est ternie. La cathode se recouvre d'ailleurs rapidement d'un produit blanc, hygroscopique, formé vraisemblablement, après rentrée d'air dans le tube, de $\text{NO}^3\text{Na} + \text{NaOH}$: NO^3Na proviendrait des molécules volati-

lisées à l'anode et NaOH résulterait de l'action des ions Na^+ neutralisés sur la vapeur d'eau contenue dans l'air.

Dans le cas du bichromate, les régions de la cathode bombardées sont noircies, mais l'attaque est toute superficielle. Elles se recouvrent rapidement aussi d'un dépôt blanc, hygroscopique, formé, après rentrée d'air dans le tube, d'un mélange salin renfermant aussi NaOH.

3° *Rayons anodiques de Ba.* — Ici encore la cathode est attaquée superficiellement avec formation d'un produit noir ; elle se recouvre également, peu à peu, d'un dépôt blanc qui serait formé, après rentrée d'air dans le tube, d'un mélange $(\text{NO}^3)^2\text{Ba} + \text{Ba}(\text{OH})^2$.

Les quelques renseignements qu'on possède jusqu'ici sur les propriétés chimiques des rayons positifs concernent surtout leurs actions sur la plaque photographique. Les tubes décrits plus loin (p. 44 et 106) pourront servir à étudier les actions chimiques des rayons positifs en général : décompositions, influence sur les oxydations et les réductions, etc.

7. — Régimes d'émission autres que le régime normal.

Dans le régime d'émission normale décrit jusqu'ici, les rayons anodiques constituent un faisceau conique dont le sommet est à la pointe anodique. Mais on peut avoir aussi d'autres régimes d'émission : soit une émission continue sous forme d'un faisceau conique dont le sommet est un certain point du sel, soit une émission continue à partir d'un plus ou moins grand nombre de points du sel solide, soit une émission continue ou intermittente par toute la surface du sel. Envisageons successivement ces divers cas :

a) *Emission continue sous forme d'un faisceau conique dont le sommet est un certain point de la surface du sel.* —

On observe presque toujours ce genre d'émission avec le borate de Na. L'émission commence brusquement quand la température du sel est légèrement inférieure à sa température de fusion. Mais elle part, en général, non pas de la pointe anodique qui paraît ne jouer ici aucun rôle, mais du point du sel le plus rapproché de la cathode (fig. 4). Il se forme sur ce point une petite boule de sel en fusion *a* de quelques dixièmes de millimètre de diamètre. Cette boule, très lumineuse, d'un jaune intense, est l'origine d'un faisceau conique de rayons anodiques, nettement délimité et assez faiblement lumineux.

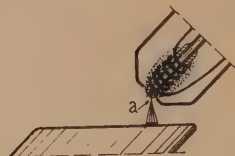


Fig. 4. — Emission continue à partir d'un certain point de la surface du sel.

Si l'on n'y prend pas garde, le passage de la décharge dans le tube entraîne une élévation de la température du sel qui ne tarde pas à être fondu. Il en serait de même si, pour une raison ou pour une autre, le courant de chauffage de l'anode devenait trop intense. On obtient alors une perle de borax qui demeure suspendue à l'anode par capillarité et qui, sous l'influence de la pesanteur et du champ électrique, prend la forme que représente la figure 5 ; *a* peut se rapprocher jusqu'à une distance de 2 à 1 mm. seulement de la cathode : c'est encore une boule très lumineuse ayant pour diamètre une fraction de millimètre. Quand elle est très rapprochée de la cathode, elle s'étire vers elle en forme d'ellipse ; il peut arriver alors qu'une petite quantité de sel en fusion passe sur la cathode, soit parce que *a* vient à toucher la

cathode, soit simplement par une sorte de distillation. Ce dépôt salin est rendu fortement fluorescent par le bombardement des rayons anodiques. Le sel en fusion forme une masse transparente, à peine lumineuse. Ici encore la pointe anodique A ne joue aucun rôle dans l'émission ; son rôle se réduit à celui de support.

Il serait certainement intéressant d'incorporer au borax diverses substances telles qu'oxydes, sels de divers métaux : on aurait peut-être ainsi un procédé commode pour obtenir les rayons anodiques d'un grand nombre de métaux.

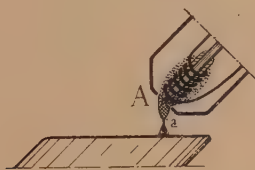


Fig. 5.

Les phénomènes qu'on observe avec le borax fondu s'observent aussi très nettement avec les halogénures de Li et NO^3Na fondus.

b) *Emission continue à partir d'un plus ou moins grand nombre de points de la surface du sel.* — Avec certains sels comme CH^3COONa et $(\text{NO}^3)^2\text{Ca}$, il arrive souvent que l'émission se produit en certains points de la surface du sel. Les rayons partent normalement à cette surface. La pointe anodique ne joue plus aucun rôle. Les points d'émission, qui paraissent coïncider avec des aspérités de la surface saline, se déplacent continuellement pour un potentiel donné ; leur nombre augmente en même temps que ce potentiel et finit par être tel que toute la surface du sel paraît émettrice : on observe alors des phénomènes analogues à ceux décrits dans l'alinéa suivant.

c) *Emission continue par toute la surface du sel.* — On peut observer immédiatement ce genre d'émission avec le borate de Na, surtout quand l'anode sort suffisamment du capuchon anodique. Les rayons anodiques partent normalement à la surface saline, que le sel soit à l'état solide ou à l'état liquide. Le sel paraît alors entouré d'une atmosphère lumineuse, d'un jaune intense, d'une fraction de millimètre



Fig. 6. — Emission continue par toute la surface du sel.

d'épaisseur. On a un faisceau de rayons anodiques divergents, d'ouverture 2π stéradians (fig. 6); les rayons se dirigent maintenant vers les parois métalliques du tube plutôt que vers la cathode. Le faisceau est très peu lumineux, d'autant moins que l'on s'éloigne davantage de l'anode; la trace du faisceau sur la cathode est à peine visible. Il passe néanmoins dans le tube un courant de l'ordre 0,5 milliampère sous une différence de potentiel de quelques kilovolts.

Quand le sel est fondu, on voit encore, à l'extrémité inférieure du sel en fusion, une petite boule lumineuse, d'un jaune intense; d'une fraction de millimètre de diamètre; mais, en général, il n'émane plus de cette boule un faisceau conique de rayons anodiques bien délimité.

On peut passer brusquement d'un régime d'émission à l'autre sans avoir besoin de modifier les conditions électriques dans lesquelles on opère. Cela peut paraître surprenant au premier abord, mais il est probable que les deux régimes ont sensiblement la même stabilité, dans les conditions habituelles de fonctionnement du tube, et qu'il suffit d'une modi-

fication presque insignifiante de la température de l'anode ou du champ électrique en son voisinage, pour qu'on puisse passer d'un régime à l'autre. Je n'ai pas pu déterminer d'une manière précise quelles sont ces modifications; toutefois, on peut affirmer que le premier régime (faisceau conique bien délimité) s'obtient presque toujours quand le tube est peu poussé et qu'au contraire, on a plus de chances

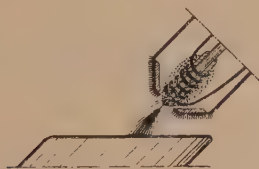


Fig. 7.

d'obtenir le second régime (émission par toute la surface du sel), quand on demande au tube de débiter davantage. Seul, le premier régime convient pour les applications, en particulier pour l'étude de l'effet Stark.

Avec le mélange $\text{ClNa} + \text{BrNa}$, on a affaire à une superposition des deux régimes d'émission décrits dans le cas du borax (fig. 7). Le faisceau des rayons anodiques est mal délimité. Le sel qui est déposé sur l'anode et le capuchon anodique sont enveloppés d'une nappe lumineuse de 1 à 2 mm. d'épaisseur. Si la majorité des rayons anodiques part de l'extrémité de l'anode, il part aussi de nombreux rayons de toute la surface du sel; la région voisine de l'anode et du capuchon est très lumineuse. La trace du faisceau anodique sur la cathode est au contraire peu lumineuse, de telle sorte que le mélange $\text{ClNa} + \text{BrNa}$ ne pourra pas être utilisé pour étudier l'effet Stark du sodium.

d) *Emission intermittente par toute la surface du sel.* — Ce genre d'émission n'est autre que l'émission précédente

sous forme intermittente. Il peut se produire, au commencement d'une émission, quand la température de l'anode est légèrement inférieure à celle qui correspond au début d'une émission continue ; il se produit souvent en fin d'émission, quand seules les parties de l'anode intérieures au capuchon anodique ou les parois intérieures de ce capuchon sont encore recouvertes de sel.

8. — Mécanisme possible de l'émission des rayons anodiques et explication des phénomènes lumineux qui l'accompagnent.

La production des rayons anodiques par la méthode de l'anode chaude fait penser à celle des électrons à l'aide des cathodes de Wehnelt. Elle pourrait aussi donner lieu à de longues discussions pour savoir quel est le mécanisme de l'émission.

De toute façon, les ions positifs jouent dans le phénomène un rôle prépondérant, puisque l'anode est toujours à un potentiel plus élevé que la cathode. On concevrait difficilement qu'ils proviennent d'une action du sel sur son support métallique ; celui-ci joue tout au plus le rôle de catalyseur dans la formation possible d'une substance active. Les ions positifs proviennent certainement des molécules du sel déposé sur l'anode ou d'une substance active qui en dérive directement.

Loin du point de fusion du sel, se produit, sous l'influence du champ électrique, une émission très faible qui n'est accompagnée d'aucun phénomène lumineux, un courant obscur dont l'étude a été faite, pour un grand nombre de sels, par de nombreux auteurs.

Si l'on maintient la tension aux bornes du tube suffisamment grande et si l'on élève progressivement la température de l'anode, on observe brusquement un faisceau de rayons

anodiques pour une certaine température θ_0 du sel, toujours légèrement inférieure à la température de fusion. Ce seuil de température θ_0 est bien déterminé pour un sel, pour des électrodes et une tension aux bornes du tube donnés. Il correspond à un certain stade de dislocation du réseau cristallin à partir duquel les ions peuvent se déplacer, plus ou moins aisément d'ailleurs.

On peut rendre compte des diverses particularités de l'émission des rayons anodiques et des phénomènes lumineux qui l'accompagnent, en supposant que l'on assiste, à l'anode, simultanément à une sorte d'électrolyse et à une volatilisation du sel qui s'y trouve.

a) *Cas d'une émission normale*, — C'est le cas le plus intéressant pour l'étude de l'effet Stark. Exemples : halogénures de Li, NO^3Na . On peut imaginer qu'à partir de la température θ_0 , les ions positifs sont très mobiles dans le sel et que, sous l'effet de la tension appliquée aux bornes du tube, a lieu une véritable électrolyse du sel ou d'une matière active qui en dérive directement. Avec NO^3Na , il suffirait de 10 mg. de sel pour entretenir un courant de 300 μA durant 10 heures. Or, au début de l'émission, il y a certainement plus de 10 mg. de sel sur l'anode. Les ions positifs s'accumulent alors sur les parties du sel voisines de la cathode et aussi sur la pointe anodique. Mais la pointe se décharge sous l'influence du champ électrique intense qui règne dans son voisinage immédiat. Si la mobilité des ions positifs dans le sel est suffisamment grande, les ions extraits de la pointe sont immédiatement remplacés par d'autres. On a alors, à la pointe, une émission continue d'ions positifs qui constituent un faisceau conique de rayons anodiques. La tension nécessaire pour entretenir l'émission pourra être relativement faible si les ions positifs sont très mobiles dans le sel (voir p. 14).

Il peut arriver aussi, mais rarement, qu'une émission se produise simultanément ou isolément, à une aspérité du sel

formée au cours de la solidification. Cette aspérité alors joue un rôle analogue à celui de la pointe anodique ; mais elle disparaît rapidement par volatilisation ou par fusion et l'émission correspondante cesse.

Les ions ou radicaux négatifs ne peuvent se diriger vers la cathode ; ils sont finalement éliminés par les pompes, après avoir, dans certains cas ($\text{Cr}^2\text{O}^7\text{Na}^2$), oxydé le capuchon anodique.

Tout le sel de l'anode n'est pas électrolysé. Une partie plus ou moins importante est volatilisée et vient se condenser sur les parties froides de l'appareil voisines de l'anode : sur le capuchon anodique, sur la cathode, et même, quand il s'agit de sels très volatils, sur les parois du tube métallique et sur ses fenêtres.

Nous avons déjà indiqué que le dépôt qui se produit sur le capuchon anodique froid peut donner lieu, surtout en fin d'émission, à une émission aussi régulière et aussi intense qu'à la pointe anodique, mais moins durable ; les rayons partent d'un point situé sur une partie anguleuse de cette pièce. Cela fait penser à l'intervention possible d'une substance active (voir p. 20), d'une vie moyenne courte, et capable d'émettre à froid des ions positifs sous l'action d'un champ électrique, suivant un mécanisme qu'on peut aussi assimiler à une électrolyse.

Les molécules condensées sur la cathode forment une mince pellicule bombardée par les rayons anodiques. Il y a ainsi, au voisinage immédiat de la cathode, une région d'ionisation intense limitée par le cône des rayons anodiques et dont l'épaisseur varie avec la volatilité du sel utilisé et avec le poids atomique du métal (voir p. 20).

On pourrait donc songer à obtenir le spectre d'arc d'un métal, pour lequel une émission de rayons anodiques est difficile à réaliser, en déposant sur la cathode une mince pellicule d'un de ces sels convenablement choisi et en la bombardant de rayons anodiques faciles à produire (Li ou Na).

Le faisceau des rayons anodiques est faiblement lumineux. Cependant les rayons anodiques, ions positifs en mouvement rapide, n'émettent pratiquement pas de lumière pendant leur trajet de l'anode à la cathode : en effet, l'analyse de la lumière émise ne décèle pas d'effet Doppler. Au cours de premières recherches sur les rayons anodiques de lithium dans un tube de pyrex, l'anode était inclinée à 45° sur la cathode et sur la direction de visée. Les rayons anodiques étaient donc, eux aussi, inclinés à 45° sur cette direction au début de leur course. Puis, sous l'action du champ électrique, leurs vitesses tendaient à devenir normales à la cathode. Il existait donc une vitesse radicale des particules, dirigée suivant la ligne de visée, décroissant à mesure que les particules s'éloignaient de l'anode et s'annulant sensiblement dans une région où régnait un champ électrique perpendiculaire à la direction de visée. La tension appliquée entre A et G étant de 20 kilovolts, les vitesses des particules étaient importantes et on aurait dû observer, si un assez grand nombre d'émetteurs étaient des ions en mouvement, des raies incurvées vers le violet, l'écart étant maximum pour la portion des raies correspondant à l'anode et sensiblement nul pour celle correspondant au champ auxiliaire. L'expérience n'a donné aucune incurvation de ce genre : si donc il y a des centres émetteurs en mouvement, ils sont extrêmement peu nombreux et les radiations mises en évidence proviennent des centres émetteurs au repos.

Il faut donc admettre que la lumière émise entre l'anode et la cathode résulte d'une ionisation partielle de la vapeur du sel de l'anode par les rayons anodiques. Les centres émetteurs sont les atomes métalliques excités résultant de cette ionisation ; ils sont pratiquement au repos et, en se neutralisant, ils émettent de la lumière et rendent ainsi visibles les trajectoires des rayons anodiques. Quand il s'agit d'un pinceau très étroit, on peut ainsi suivre la courbure des trajectoires sous l'influence d'un champ électrique ou

d'un champ magnétique. Il n'y a pas d'ionisation importante par des électrons provenant de la cathode ou de la région avoisinante, sans quoi les trajectoires des électrons deviendraient aussi visibles et le faisceau des rayons anodiques serait mal délimité.

On peut exciter les raies spectrales d'un gaz à l'aide de l'ionisation par chocs d'ions positifs lents. Les quelques travaux relatifs à cette question ont trait à des rayons canaux. On peut aussi songer à exciter le gaz en le bombardant par des rayons anodiques. Il faudra veiller à ce que la présence du gaz ne compromette pas l'émission des rayons anodiques, mais on aura ainsi plus de lumière qu'avec les rayons canaux.

b) *Cas où l'émission n'est pas normale.* — Les régimes d'émission décrits au paragraphe 7 peuvent s'expliquer d'une manière analogue et on peut aisément rendre compte de leurs particularités en considérant les variations, en fonction de la température, de la conductibilité du sel déposé sur l'anode. Bornons-nous à examiner le cas d'une émission intermittente par toute la surface du sel.

Quand on a atteint le seuil θ_0 , on peut encore considérer qu'on a affaire à un phénomène d'électrolyse, mais que la mobilité des ions positifs dans le sel n'est plus suffisante pour que la pointe anodique reçoive de toutes les régions du sel avoisinantes un afflux d'ions positifs assez important pour donner lieu à une émission normale. La pointe anodique ne va donc pratiquement plus jouer aucun rôle dans l'émission; mais toute la surface du sel voisine de la cathode va recevoir une charge positive croissante. Quand cette charge est assez grande, au bout d'un temps plus ou moins long qui oscille autour d'une valeur bien déterminée pour une température et une tension données de l'anode, elle s'échappe brusquement vers la cathode par les multiples aspérités du sel. Une infinité de faisceaux

coniques de rayons anodiques instantanés apparaît et on a l'impression de voir un jet de flamme sortir de l'anode dans la direction de la cathode. Il faudra ensuite attendre que la surface du sel soit de nouveau suffisamment chargée avant d'observer le même phénomène. Cette émission intermittente fait penser aux charges et décharges successives d'un condensateur dans un circuit comprenant un éclateur. Elle peut durer très longtemps car, dans ces conditions, le sel de l'anode ne disparaît que très lentement. J'ai toujours évité soigneusement un tel régime d'émission peu favorable aux applications que j'avais en vue.

CHAPITRE II

Méthode d'étude expérimentale de l'effet Stark au moyen des rayons anodiques.

Ce chapitre comprend : le rappel des méthodes utilisées habituellement pour étudier l'effet Stark (méthode de Stark, méthode de Lo Surdo, méthode de l'arc), le principe de la méthode des rayons anodiques utilisée dans ce travail, sa réalisation expérimentale, et la façon dont les mesures ont été effectuées.

1. — Difficultés que l'on rencontre dans l'étude expérimentale de l'effet Stark.

Quand on peut maintenir une source lumineuse dans un champ électrique suffisamment intense, les raies spectrales émises subissent, en général, une modification qui peut être plus ou moins complexe (voir p. 61); il apparaît parfois de nouvelles raies qu'on pourra séparer, si l'on dispose d'un appareil dispersif convenable; c'est le phénomène de l'effet Stark.

Pour qu'on puisse observer l'effet Stark, il est donc nécessaire que les atomes émetteurs se trouvent dans un champ électrique suffisamment intense et aussi constant que possible en chaque point.

Ces conditions ne sont pas faciles à réaliser : les atomes émetteurs rendent conducteur le milieu où ils se trouvent et tendent, par conséquent, à réduire les différences de potentiel. Ces difficultés d'ordre expérimental d'une part et, d'autre

part, le fait que la théorie classique ne prévoyait qu'un effet très petit du champ électrique (11), ont retardé la mise en évidence, par l'expérience, de l'analogie électrique de l'effet Zeeman jusque vers la fin d'octobre 1913, c'est-à-dire 17 années après la découverte de l'effet Zeeman.

Une autre difficulté réside dans la nécessité d'avoir une source lumineuse aussi constante que possible. Les atomes émetteurs sont, en effet, soumis non seulement au champ électrique appliqué, mais aussi au champ produit par les charges spatiales. Or ce dernier n'est pas toujours négligeable comparativement au premier; il varie, en outre, avec la densité des charges qui lui donnent naissance.

2. — Méthodes utilisées.

Les méthodes expérimentales qui permettent d'étudier l'effet Stark peuvent se classer en deux groupes : celles qui mettent en œuvre un champ électrique artificiel, comme la méthode de Stark, et celles qui utilisent un champ électrique déjà existant, comme la méthode de Lo Surdo et la méthode de l'arc. Je rappellerai d'abord brièvement en quoi consistent ces méthodes, je décrirai ensuite celle qui a été utilisée dans ce travail.

a) *Méthode de Stark.* — Si l'on a un gaz plus ou moins ionisé entre les armatures d'un condensateur, et si la pression du gaz est telle que la distance des plateaux est petite devant le libre parcours moyen des atomes du gaz, il est possible de maintenir un champ électrique élevé dans ce gaz, sans avoir à redouter la formation d'un arc. Ces conditions peuvent être réalisées dans un tube à décharge, à gaz raréfiés. Derrière la cathode et à une distance inférieure à l'espace sombre cathodique, on dispose un plateau métallique qu'on peut porter et maintenir à un potentiel élevé. La cathode est

trouée et livre passage à une partie de l'afflux positif. Dans le domaine compris entre la cathode et le plateau, les atomes émetteurs sont soumis à un champ électrique uniforme qui peut être intense; ils donnent donc lieu à l'effet Stark. On peut observer l'émission perpendiculairement à la direction du champ électrique (12) (effet transversal) ou dans la direction du champ (13) (effet longitudinal); dans l'effet transversal, le champ électrique peut être de même sens que la vitesse des rayons canaux ou de sens contraire; il peut aussi lui être perpendiculaire.

b) *Méthode de Lo Surdo*. — La méthode de Stark, dans sa forme initiale comme dans celles qu'elle a revêtues par la suite, met en œuvre un champ électrique artificiel. On peut aussi songer à utiliser des phénomènes lumineux produits dans des champs électriques suffisamment intenses : telle est la méthode de Lo Surdo.

Dans un tube à décharge, quand la pression est de l'ordre du millimètre, il existe, entre la cathode et la lueur négative, une chute de potentiel sensiblement égale à la différence de potentiel appliquée aux bornes du tube; cette chute de potentiel crée dans l'espace obscur de Crookes des champs électriques élevés, surtout si la densité de courant, au voisinage de la cathode, est grande. Les atomes émetteurs situés dans cette région donnent lieu à l'effet Stark. Cette méthode fut réalisée par Lo Surdo (14) à l'aide de tubes de quelques millimètres de diamètre seulement. On a utilisé depuis de nombreuses formes de tubes à décharge qui diffèrent les uns des autres par l'agencement de la cathode (15).

L'intensité du champ électrique, en un point de l'espace obscur de Crookes, dépend de la position de ce point par rapport à la cathode : la valeur maximum est atteinte au voisinage immédiat de la cathode; quand on s'en éloigne, l'intensité diminue plus ou moins rapidement, suivant la forme du tube et les conditions d'excitation; elle devient

enfin sensiblement nulle quand on atteint la lueur négative. Des recherches détaillées sur les variations du champ dans l'espace sombre ont été effectuées par Ioshida et Brose (16).

La non-homogénéité du champ rend très malaisée l'observation de l'effet longitudinal. De plus, on est conduit à former sur la fente du spectrographe une image stigmatique de la source lumineuse. On peut placer la fente perpendiculairement à la direction de la décharge et recevoir sur elle la lumière qui provient d'une section transversale du tube ; en tous les points de cette section, règne le même champ électrique si la forme du tube et celle de la cathode sont convenables. Si la fente est parallèle à la direction de la décharge, à chaque plan parallèle à la cathode correspond une section transversale de la fente, donc une section transversale de chaque raie ; l'aspect d'une raie sensible au champ électrique renseignera donc sur la répartition de ce champ en avant de la cathode.

En utilisant une cathode creuse (17), comme l'a fait Schüller (18), on obtient de fortes densités de courant qui rendent la méthode très favorable.

La méthode de Lo Surdo se prête bien à l'étude de l'effet Stark quand il s'agit de spectres compliqués.

c) *Méthode de l'arc*. — Elle utilise également des phénomènes lumineux produits dans des champs électriques suffisamment intenses.

Quand un arc jaillit à l'air libre, il existe au voisinage immédiat des électrodes et particulièrement de l'anode, une chute de potentiel de 10 à 25 volts répartie sur une longueur assez petite pour donner lieu à des champs électriques importants : 10 à 25 kilovolts/cm. Nagaoka et Sugiura (19) ont mis au point un dispositif permettant d'étudier l'influence du champ électrique intense qui règne au voisinage des pôles, sur les raies émises.

3. — Utilisation des rayons anodiques pour l'étude de l'effet Stark.

Nous avons montré au chapitre premier comment on peut produire des rayons anodiques ; on peut les utiliser comme rayons positifs à la place des rayons canaux. Si l'on prend pour cathode une grille, la majorité des rayons traverse la grille. Si l'on place derrière cette grille, parallèlement à elle et à une distance convenable, une électrode auxiliaire, on peut porter et maintenir cette dernière à un potentiel élevé : on n'a pas à redouter la formation d'un arc à cause de la très faible pression qui règne dans le tube. Les rayons positifs qui traversent la grille sont soumis, dans la région grille-électrode auxiliaire, à un champ électrique qu'on peut faire varier dans de larges limites ; il en est de même de tous les atomes émetteurs se trouvant dans cette région. On pourra donc observer sur les radiations émises le phénomène de Stark (20).

Si l'électrode auxiliaire est parallèle à la grille et à une distance plus grande que le côté des mailles de la grille, on peut, en première approximation, considérer le champ électrique auxiliaire comme uniforme (voir p. 53). Si une partie seulement de l'électrode auxiliaire est parallèle à la grille et l'autre inclinée sur elle, le champ auxiliaire varie progressivement, en gros linéairement, à partir d'une valeur maximum ou minimum.

Dans les deux cas, le champ auxiliaire peut accélérer ou retarder les ions positifs, suivant que l'électrode auxiliaire est portée à un potentiel V_P inférieur ou supérieur à celui de la grille.

Tant que $V_P \ll V_A$, on peut à volonté accélérer ou retarder les ions dans l'espace G.-P. Quand V_P est voisin de V_A , il en résulte souvent des troubles dans l'émission des rayons anodiques. A partir du moment où $V_P = V_A$, les ions posi-

tifs ne peuvent plus parvenir jusqu'à l'électrode auxiliaire. Mais quand $V_P \gg V_A$, il devient très difficile de maintenir une émission normale; d'ailleurs, quand cela est possible, il n'y a pratiquement plus de lumière dans la région G.-P. C'est pourquoi, dans la plupart de mes expériences, j'ai accéléré les ions positifs au lieu de les retarder, en prenant $V_P < 0$.

a) *Dispositions relatives des électrodes.* — La figure 8 représente les dispositifs utilisés. Dans les dispositifs *a*,

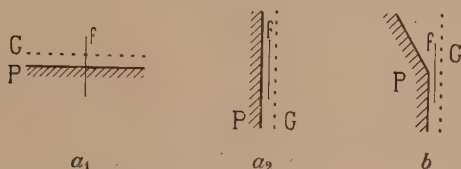


Fig. 8. — Dispositions relatives de la grille G et de l'électrode auxiliaire P. *f*: image de la fente du spectrographe donnée par l'objectif de projection.

grille et électrode auxiliaire sont parallèles et horizontales (a_1) ou parallèles et verticales (a_2); dans le dispositif *b*, la grille est verticale et l'électrode auxiliaire a sa moitié inférieure verticale et l'autre moitié inclinée à 45° sur la grille. Dans tous les cas, on projette, perpendiculairement à la direction du champ électrique (effet transversal), une image de la région lumineuse sur la fente verticale d'un spectrographe: chaque section horizontale de la fente et la section correspondante de chaque raie, ne peuvent recevoir pratiquement que de la lumière émise dans un certain plan horizontal; ces sections et ces plans se correspondent d'une manière continue.

L'aspect d'une raie sensible au champ électrique dépend des variations du champ d'un point à un autre d'un plan vertical et renseigne immédiatement sur ces variations.

. Si le champ est homogène, la raie fait place à une ou plusieurs autres qui conservent la forme des raies non influencées par le champ : c'est le cas des dispositifs a_1 et a_2 ; mais, dans le cas a_1 , les portions successives de la raie correspondent aux divers plans horizontaux situés entre la grille et l'électrode auxiliaire, tandis que, dans le cas a_2 , elles ne correspondent qu'à un même plan vertical parallèle à la grille et à l'électrode auxiliaire.

Si le champ électrique n'est pas homogène, les diverses portions de la raie ou de ses composantes, sont inégalement déplacées ou décomposées : les raies paraissent tordues, d'autant plus tordues qu'elles sont plus sensibles au champ électrique et que les variations de ce dernier sont plus importantes. Dans le dispositif b , les raies conservent leur forme normale dans les portions qui correspondent à un champ homogène (électrode auxiliaire parallèle à la grille) ; mais elles s'incurvent dans les portions relatives à la région de champ variable (électrode auxiliaire inclinée sur la grille) (Planche I, 4).

Les dispositifs a sont analogues au dispositif de Stark ; le dispositif b juxtapose celui de Stark et un dispositif Lo Surdo artificiel. Ces dispositifs ont été réalisés dans un premier tube décrit p. 44.

Perfectionnement apporté aux dispositifs précédents. — Pour éviter de perturber l'émission de rayons anodiques, et afin de supprimer toute objection relative à l'utilisation de la grille dans la production du champ électrique auxiliaire (voir p. 53), on peut aussi recueillir les rayons anodiques qui traversent la grille entre deux plateaux métalliques parallèles entre eux, ou inclinés l'un sur l'autre, et portés à des potentiels différents. Un tel dispositif peut être réalisé dans le tube décrit p. 106. Le schéma en est donné par la figure 9.

Le champ électrique arbitraire qui est créé entre P et Q et

qui est disposé parallèlement à la grille, n'apporte aucune perturbation au régime d'émission des rayons anodiques. Ce champ peut, entre plateaux parallèles, être déterminé en valeur absolue, sans qu'on ait à redouter les erreurs que peut entraîner l'emploi d'une grille (voir p. 53).

Par contre, il y a un peu moins de lumière, car on utilise

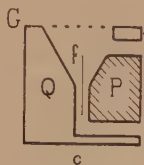


Fig. 9.

la lumière émise par le faisceau lui-même et non pas celle qui serait émise au voisinage d'un obstacle.

Ce dispositif, qui est une amélioration du dispositif *b*, permettrait d'étudier l'effet Stark dans des champs électriques très intenses. Il pourrait aussi être utilisé pour étudier l'effet longitudinal.

b) Circonstances où l'emploi des rayons anodiques est favorable. Avantages qui en résultent. — Ces circonstances résultent des conditions qui accompagnent l'émission des rayons anodiques.

Quand on a affaire à un gaz, au mercure ou à un métal donnant des composés volatils assez stables, il est plus simple, pour étudier l'effet Stark, de choisir une méthode utilisant un tube à décharge ordinaire : méthode de Stark ou méthode de Lo Surdo.

S'il s'agit d'un métal ayant une tension de vapeur trop faible ou ne fournissant pas de composés volatils suffisamment stables, on peut chercher encore à utiliser un tube à décharge ordinaire, soit en bombardant un sel de ce métal par des rayons canaux (méthode de Stark), soit en pulvérisant

sant une cathode de forme convenable faite avec ce métal (méthode Lo Surdo); mais il est alors généralement plus avantageux d'utiliser les rayons anodiques de ce métal (ex. : Li, Na, Ba, ...).

Le faisceau des rayons anodiques, dans une émission normale, est homogène : les ions ont tous, au départ, la même vitesse qui est déterminée par la chute de potentiel anodique; ils sont ensuite soumis à la même accélération. Il n'en est pas de même des rayons canaux qui prennent naissance en tous les points de l'espace sombre de Crookes.

Avec les rayons anodiques, grille et électrode auxiliaire ne chauffent pratiquement pas; elles ne se pulvérisent pas non plus, sauf peut-être dans le cas de métaux très lourds comme le baryum (cela résulte de l'examen des électrodes (voir p. 21) et de l'étude spectroscopique de la lumière émise (voir p. 17); il n'y a pas formation de dépôt sur les fenêtres d'observation : ces dernières ne sont pas bombardées par des rayons cathodiques et il ne se produit aucune fluorescence gênante.

De plus, on peut maintenir, durant des heures, les conditions de fonctionnement du tube bien constantes : on aura donc une source lumineuse bien constante (voir p. 35) et l'on pourra prolonger les poses à loisir (voir chap. III).

Pour les spectres à raies nombreuses, les dispositifs *b* (fig. 8) et *c* (fig. 9) sont particulièrement avantageux : ils permettent de reconnaître immédiatement, par simple examen d'un seul cliché, les raies sensibles au champ, les raies qui n'apparaissent que dans le champ et les modifications que subissent ces raies quand l'intensité du champ varie.

Un inconvénient de la méthode des rayons anodiques, déjà constaté d'ailleurs dans la méthode des rayons canaux, est que l'excitation par choc électronique joue un rôle à peu près négligeable. Il ne faut donc point s'attendre à obtenir des raies d'étincelle, comme dans la méthode Lo Surdo, où la pression du gaz est plus élevée.

c) *Champs électriques limites utilisés.* — Le champ électrique, entre la grille G et l'électrode auxiliaire P, est d'autant plus petit que la distance e de G à P est plus grande et que le potentiel de P, V_P , est plus petit. On doit donc pouvoir utiliser des champs aussi petits que l'on veut ; mais en pratique, il est généralement inutile de descendre au-dessous d'une limite de l'ordre de quelques milliers de volts, si le pouvoir de résolution du spectrographe n'est pas suffisant.

Inversement, le champ entre G et P est d'autant plus intense que e est plus petit et V_P plus grand. J'ai utilisé des champs allant jusqu'à 160 kilovolts/cm. ; mais les décharges intermittentes qui, à partir d'un certain champ, se produisent continuellement entre G et P ne permettent pas de dépasser ce champ limite. Avec le dispositif c (fig. 9), on pourra réaliser des champs stables beaucoup plus intenses.

4. — Réalisation expérimentale.

L'ensemble des appareils comprend un tube à vide, deux installations indépendantes de haute tension continue pour la production des rayons anodiques et du champ électrique auxiliaire et des spectrographes.

a) *Tubes à vide.* — J'ai utilisé, au début de mes recherches, un tube en verre pyrex ; mais sa fragilité, l'impossibilité pratique de porter l'anode à un potentiel supérieur à 50 kilovolts, le passage, pour des potentiels élevés, d'une partie de la décharge par la surface intérieure des parois du tube, trop rapprochées des électrodes et rendues plus ou moins conductrices par des dépôts salins, m'ont incité à remplacer ce tube de verre par un tube métallique.

J'ai utilisé deux tubes métalliques ⁽¹⁾. Le premier, décrit

(1) Ces tubes ont été construits par la Maison Beaudoin et je tiens à remercier M. Gondet qui s'est mis très aimablement à ma disposition.

ci-dessous, est destiné seulement à l'étude de la production des rayons anodiques et de l'effet Stark. Le second ne sera décrit qu'au chapitre III (voir p. 106), parce qu'il fut initialement destiné à l'étude de l'influence, sur les raies spectrales, des champs électrique et magnétique combinés, et, en particulier, croisés ; mais il peut aussi servir à l'étude de la production des rayons anodiques, de l'effet Stark, et de beaucoup d'autres phénomènes (voir en particulier p. 23).

Premier tube métallique. — La figure 10 représente une coupe de ce premier tube.

Anode A (pointe et spirale de chauffage) et capuchon anodique C, décrits p. 8, sont portés respectivement par une tige de laiton et par un cylindre de laiton concentrique à la tige.

Tige et cylindre servent au passage du courant qui chauffe l'anode. A cet effet, le cylindre est vissé sur un rodage métallique muni d'une borne b_1 ; la tige traverse un isolant qui obture l'extrémité du rodage, et se termine par une borne b_2 . L'ensemble doit pouvoir être porté à un potentiel élevé (60 kilovolts) ; le circuit du courant anodique sera donc soigneusement isolé. En outre, ce courant doit pouvoir être réglé minutieusement, sans que la tension anodique soit supprimée ; c'est pourquoi il est fourni par le secondaire d'un transformateur (110-10) dont on règle le courant primaire au moyen d'un rhéostat.

L'anode est isolée du corps métallique T du tube par une ampoule de verre V munie de deux rodages. La forme globulaire de cette ampoule et la présence d'un cylindre de garde g_1 , allant jusqu'à son centre, permettent, avec le vide qui peut être réalisé par la pompe Holweck, de porter l'anode à un potentiel pouvant aller jusqu'à 80 kilovolts.

L'axe de l'anode est incliné à 45° sur la cathode pour les raisons indiquées (p. 10), d'où l'aspect particulier de l'ensemble du tube. On peut faire varier la distance pointe

anodique-cathode de 0 à 2 cm. parce que la longueur de la tige et celle du cylindre anodique peuvent varier elles-mêmes de 2 cm. Dans mes expériences, l'extrémité de l'anode est placée à 6 mm. environ de la cathode (voir 10).

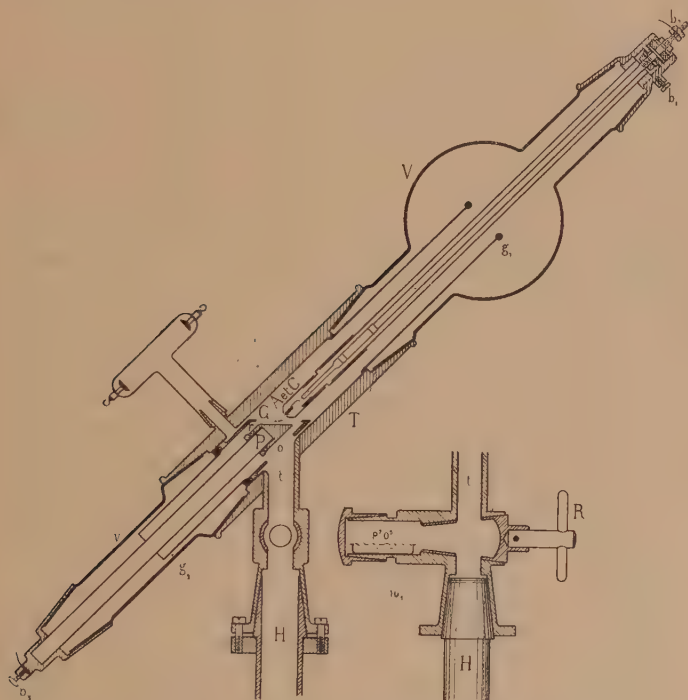


Fig. 10 et 101. — Coupe du premier tube métallique.

La cathode est constituée par un cadre de laiton qui porte une grille en fil de fer galvanisé G (grillage pour garde-manger), dont les mailles ont de 1 à 1,5 mm. de côté. Il n'est pas avantageux de prendre des grilles à mailles plus petites, car elles arrêtent une trop grande proportion de rayons anodiques ; il n'est pas non plus indiqué de prendre des grilles à mailles plus larges, parce que le champ électrique auxiliaire

ne serait plus homogène (voir p. 53). La grille est rendue aussi plane que possible et sans aspérités du côté de l'électrode auxiliaire.

Le cadre porte-grille est fixé sur un support métallique. Ce support est vissé sur le corps du tube ; il présente une ouverture o en face de l'orifice du tube t qui conduit à la pompe Holweck, pour ne pas réduire inutilement le débit de la pompe. Cadre et grille sont ainsi en communication constante avec le sol. On peut les nettoyer et les changer à volonté.

L'électrode auxiliaire P fut presque toujours en cuivre rouge, quelquefois en nickel. On doit la polir aussi bien que possible pour éviter la production d'étincelles ou même la formation d'un arc entre elle et la grille. Grâce à un jeu de rondelles métalliques r , sa distance à la grille peut varier de 0 à 5 mm. L'électrode auxiliaire est vissée sur une tige métallique, vissée elle-même sur un rodage métallique muni d'une borne b_3 . L'ensemble doit pouvoir être porté à un potentiel allant jusqu'à 20 kilovolts ; pour cela, il est isolé du corps métallique T du tube par un cylindre de verre v muni de deux rodages ; la tige métallique, d'autre part, est entourée d'un cylindre de garde g_2 .

Aucune arête vive, aucune aspérité n'a été laissée sur les surfaces métalliques intérieures de l'appareil, afin d'éviter l'amorçage de décharges secondaires qui perturberaient l'émission des rayons anodiques.

Des ouvertures, qui n'existent pas sur la coupe représentée, sont pratiquées dans la paroi du tube et fermées par des lames de verre ou de fluorine, ajustées sur des rodages plans ; elles permettent d'observer les phénomènes qui se produisent dans le tube et de photographier les régions intéressantes.

Durant l'émission des rayons anodiques de lithium, les fenêtres du tube se recouvrent d'un dépôt salin qu'il est bon d'enlever chaque fois qu'on démonte le tube, c'est-à-dire après chaque émission. NO^3Na est moins volatil que les

halogénures de Li : les fenêtres du tube demeurent transparentes durant toute l'émission. Il en est de même quand il s'agit des autres sels de Na que j'ai utilisés (voir p. 13) ou de NO^3K et de $(\text{NO}^3)^2\text{Ba}$; c'est là une circonstance heureuse quand on veut photographier, avec de longues poses, la lumière émise dans le tube.

b) *Obtention du vide.* — Il est commode, pour conserver une bonne stabilité dans le régime d'émission des rayons anodiques et pour en rester maître dans des limites aussi larges que possible, d'opérer dans un vide meilleur que le vide cathodique, c'est-à-dire dans un vide plus avancé que 10^{-3} mm. de mercure. On y parvient aisément, malgré les gaz que dégagent toujours les sels chauffés, à l'aide d'une pompe Holweck.

Le tube métallique est relié directement à la pompe par un tube court et large t (fig. 10₁); la communication peut être supprimée grâce au robinet R. La vapeur d'eau qui pourrait exister dans l'appareil est absorbée par P^2O^5 .

La pompe Holweck dont je me suis servi fonctionne avec une commutatrice. Il est bon de préserver la commutatrice des effets d'induction nuisibles pouvant résulter des décharges de haute fréquence qui risquent de se produire dans le tube ou en tout autre endroit de l'installation; il suffit de placer des condensateurs ($1\ \mu\text{F}$, $1\ 000\ \text{V}_{\text{eff}}$) en dérivation entre les bornes de la commutatrice.

Le vide préliminaire est obtenu au moyen d'une pompe rotative simple à palettes Gaiffe-Gallot et Pillon type AI.

c) *Haute-tension pour la production des rayons anodiques.* — Elle est procurée par un générateur à tension constante Gaiffe-Gallot et Pillon qui peut fournir 30 milliampères sous 125 kilovolts. La figure 11 représente le schéma du générateur.

Deux condensateurs C_1 et C_2 en série sont chargés séparé-

ment, chacun par l'intermédiaire d'un kénotron (K_1 pour C_1 , K_2 pour C_2). A cet effet, chaque kénotron, en série avec le condensateur correspondant, est placé sur une même source S de haute tension alternative fournie par un transformateur ; le kénotron formant valve, le courant ne peut passer que

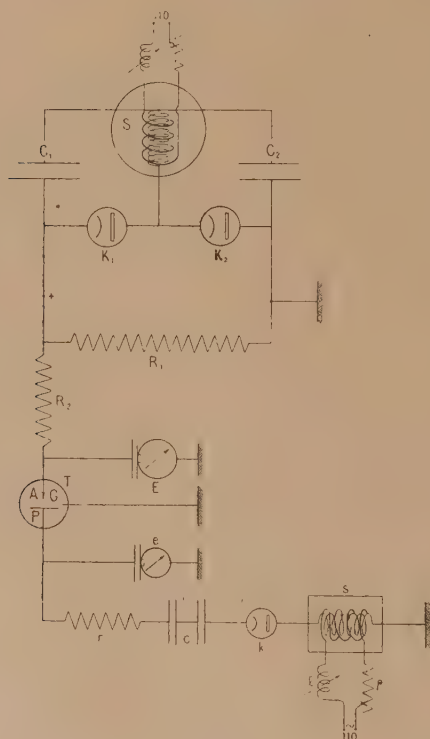


Fig. 11. — Schéma des générateurs de hautes tensions.

dans un seul sens et il charge le condensateur tant que la différence de potentiel de la source est supérieure à celle qui règne entre les armatures du condensateur ; si ce condensateur est convenablement isolé, il conserve sa charge et présente entre ses bornes une différence de potentiel continue.

Les deux kénotrons sont branchés en sens inverse l'un de l'autre ; les alternances d'un certain signe servent à charger l'un des condensateurs, celles de l'autre signe, l'autre condensateur ; comme les condensateurs sont en série, on dispose ainsi d'une tension continue double de celle qui serait obtenue avec un seul kénotron et avec un seul condensateur.

On pourrait réunir directement les bornes du générateur aux bornes du tube ; il faudrait alors intercaler dans le circuit une résistance de plusieurs dizaines de mégohms pour éviter ou amortir les décharges brusques qui pourraient se produire entre l'anode et la cathode et pour empêcher que l'émission ne s'emballe. Mais il est préférable de faire débiter constamment le générateur dans une grande résistance R_1 , une trentaine de mégohms par exemple, et de placer le tube T en dérivation aux bornes de cette résistance (voir fig. 11). De cette manière, si l'on a eu soin, pour les raisons déjà indiquées ci-dessus, de mettre en série avec le tube une résistance assez grande R_2 , une quinzaine de mégohms par exemple, les variations de la différence de potentiel entre les bornes du tube sont, pour des variations données de sa résistance apparente, moins grandes, et, par suite, le fonctionnement du tube est plus régulier : en outre, on atténue ainsi considérablement les effets d'induction, résultant de la décharge brusque des condensateurs dans le circuit d'utilisation.

On peut obtenir de grandes résistances avec des liquides organiques. On utilise généralement un mélange à volumes sensiblement égaux de tétrachlorure de carbone et d'alcool amylique. Ce mélange s'échauffe peu s'il est placé dans des tubes de quelques centimètres de section, et sa résistivité, légèrement variable quand le mélange est récent, se fixe assez rapidement à une valeur bien déterminée qui est de l'ordre de 5.10^5 ohm-cm. Il convient d'amener le courant dans ces grandes résistances avec des fils de Pt.

d) *Haute-tension auxiliaire.* — Pour produire une différence de potentiel entre la grille et l'électrode auxiliaire, on pourrait songer à utiliser le générateur qui sert à la production des rayons anodiques ; on prendrait la différence de potentiel voulue entre deux points I et J, convenablement choisis dans la grande résistance R_1 où débite constamment le générateur. Mais les points I et J étant fixés, la différence de potentiel $V_I - V_J$ ne demeurerait pas toujours constante au cours d'une même émission et il ne serait pas commode de la faire varier pour la maintenir constante. Il est donc préférable de créer, entre G et P, une différence de potentiel indépendante de celle qui règne entre A et G. C'est pourquoi j'ai réalisé une installation de haute tension continue constante, indépendante de celle qui sert à produire les rayons anodiques, avec un transformateur s (110-30 000 volts), un kénotron k et des condensateurs en cascade c (voir fig. 11). Des résistances « Alter » r , quelques dizaines de mégohms, intercalées dans le circuit, évitent ou amortissent les décharges qui pourraient se produire entre G et P. Pour maintenir le champ électrique constant entre ces deux électrodes, il suffit de maintenir fixe le potentiel V_P . Mais une variation dans le débit des rayons anodiques entraîne une variation en sens inverse de ce potentiel ; on compense cette variation en modifiant convenablement le courant primaire du transformateur à l'aide d'une self à noyau l et de rhéostats p pouvant varier d'une manière continue.

5. — Etude spectrographique de la lumière émise dans le tube.

La lumière émise dans des champs intenses étant relativement faible, on est amené, pour photographier les radiations qui la composent, à utiliser les appareils qui feront perdre le moins de lumière possible. Mais ces appareils devront

aussi avoir une dispersion suffisante pour qu'il soit possible de mettre en évidence les décompositions et les déplacements dus au champ électrique.

Dans un même spectre, certaines raies subissent parfois des modifications relativement considérables sous l'action du champ électrique, alors que des raies voisines restent pour ainsi dire inaltérées. D'autre part, certaines raies sont très intenses, d'autres sont très faibles. Il faudrait donc pouvoir utiliser successivement, pour l'étude d'un même spectre, des appareils spectraux offrant les caractéristiques les plus variées. On utilise généralement des spectrographes à prismes de verre ou de quartz, du moins tant que l'effet du champ électrique est assez grand pour ne pas nécessiter l'emploi d'un réseau ou d'un appareil interférentiel.

J'ai utilisé, jusqu'ici, un spectrographe à deux prismes de flint, un spectrographe à deux prismes de quartz et un spectrographe Hilger, petit modèle. Ces trois spectrographes étaient disposés en éventail autour du tube ; ce dernier était mobile autour d'un axe vertical passant par la région intéressante, et il suffisait de l'orienter convenablement pour pouvoir utiliser l'un de ces spectrographes.

a) *Le spectrographe à deux prismes de flint.* — L'étude du domaine spectral allant de λ 4 000 à λ 7 000 Å a été faite au moyen d'un spectrographe construit au laboratoire. Ce spectrographe comprend deux prismes de flint dense de 60°, de 6 cm. de base et 5 cm. de hauteur, d'indices 1,666 pour la raie H_β et 1,676 pour la raie H_γ ; le collimateur est muni d'une fente Bouty dont la largeur est toujours restée comprise entre 30 μ et 50 μ ; il possède, comme la chambre photographique, une lentille achromatique de 50 cm. de foyer environ et 6 cm. de diamètre. Les prismes étaient sensiblement au minimum de déviation pour le milieu de la région spectrale étudiée et le spectre mis au point pour les raies λ 4 602 Å et λ 4 132 Å. Dans ces conditions, la dispersion du

spectrographe était aux environs de λ 4 132 Å de 15 Å : mm. et au voisinage de λ 4 602 Å de 26 Å : mm. environ.

b) *Le spectrographe à deux prismes de quartz.* — Les raies du proche ultra-violet ont été photographiées à l'aide d'un spectrographe à optique de quartz construit également au laboratoire. Il comprend deux prismes de 60°, l'un de quartz droit, l'autre de quartz gauche, dont les faces ont 3,5 cm. de base et 3,5 cm. de hauteur. Ces prismes sont associés à deux objectifs. l'un de quartz droit, l'autre de quartz gauche, ayant tous les deux 6 cm. de diamètre et 45 cm. de distance focale pour la radiation λ 3 600 Å.

c) *Objectifs de projection.* — Une image de la source lumineuse est formée sur la fente de chaque spectrographe au moyen d'un objectif achromatique dont les caractéristiques sont, dans le cas du spectrographe à prismes de flint $f = 25$ cm., $o = 7,7$ cm. et, dans le cas du spectrographe à optique de quartz $f = 12$ cm., $o = 2,7$ cm.

On est conduit à utiliser des lentilles d'ouverture assez grande, parce que la source lumineuse est relativement faible. On utilise ainsi des rayons lumineux qui font des angles assez différents de 90° avec la direction des rayons anodiques. Il pourrait en résulter un élargissement des raies par effet Doppler, surtout si les centres émetteurs étaient en mouvement, mais nous savons que leur nombre est très faible comparativement à celui des centres émetteurs au repos.

d) *Plaques photographiques.* — J'ai d'abord utilisé des plaques Lumière et Joula « Etiquette mauve », puis des plaques Opta antihalo. plus rapides que les précédentes. J'ai aussi employé des plaques « Aviator » panchromatiques antihalo.

Dans la région des raies D, les plaques les plus sensibles

paraissent être les plaques Guilleminot paachromatiques et les plaques Agfa paachromatiques ; celles-ci se sont révélées plus sensibles que les plaques Agfa isochromatiques.

6. — Détermination du champ électrique.

On pourrait songer à déterminer le champ électrique E en valeur relative. Il suffirait, pour cela, d'obtenir sur chaque spectre les raies de l'hydrogène dont on connaît l'effet Stark. Dans les tubes à rayons anodiques, il existe bien de l'hydrogène qui provient, en particulier, de l'ionisation de la graisse des rodages ; mais les raies sont si faibles qu'on ne peut effectuer sur elles aucune mesure précise. J'ai voulu introduire de l'hydrogène dans les tubes par osmose. Il fallait en introduire très peu, la pression devant rester suffisamment faible pour permettre l'émission des rayons anodiques : dans ces conditions, les raies de l'hydrogène étaient encore trop faibles. J'ai donc toujours mesuré E en valeur absolue.

La grille G et l'électrode auxiliaire P , quand elles sont parallèles, peuvent, en première approximation, être considérées comme les armatures d'un condensateur plan. Dès lors, si l'on établit entre ces armatures une différence de potentiel V et si la distance des armatures est e , le champ électrique statique qui règne entre elles est uniforme, et il est donné par la relation :

$$(1) \quad E = \frac{V}{e}$$

En réalité, l'une des armatures, la grille, n'est pas un plan véritable. Si le fil de trame est toujours parallèle à l'électrode auxiliaire, le fil de chaîne est à une distance de la plaque qui varie légèrement avec la région du fil considérée. Cette distance est alternativement maximum et minimum quand le fil de chaîne passe d'un côté puis de l'autre de la

trame. Sa variation maximum est égale au double du diamètre du fil de chaîne ; mais sa variation effective est plus petite à cause de la présence du fil de trame (voir fig. 12).

En tout cas, même si l'on peut admettre que la grille est plane — ce qui serait pratiquement réalisé si elle était formée de fils très fins —, elle n'en présente pas moins cette succession d'intervalles plus ou moins grands, suivant la

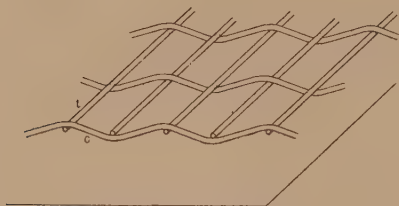


Fig. 12. — t , fil de trame de la grille ; c , fil de chaîne.

grandeur de la maille, qui permettent à la plupart des rayons anodiques de poursuivre leur chemin au delà de la cathode, mais font que tous les points du plan de la grille ne sont pas au même potentiel. Dès lors, les surfaces équipotentielles, entre G et P , ne sont pas des plans parallèles : au voisinage immédiat de G , elles sont formées de surfaces enveloppant chaque brin de fil de G ; près de P , ce sont des surfaces très sensiblement planes et parallèles à P ; dans l'intervalle G - P , on trouve des surfaces présentant des renflements qui pénètrent plus ou moins à travers les mailles de G .

Si l'on considère des segments de droite perpendiculaires à P et limités à G et à P , le champ électrique, en toute rigueur, varie d'un point à l'autre de chaque segment ; mais, pour les points des divers segments équidistants de P , il est maximum sur les segments qui rencontrent la grille et minimum sur ceux qui passent par le centre des mailles. La différence entre les valeurs maximum et mini-

mum dépend de la différence de potentiel V entre G et P , de la distance e entre ces deux électrodes et de la grandeur des mailles de la grille ; le côté de celles-ci a a toujours été plus petit que e mais cependant du même ordre de grandeur ($e = \frac{3}{2}a$, $e = 2a$,). On doit alors se demander si le champ électrique qui règne entre la grille et l'électrode auxiliaire ne varie pas, d'une manière sensible, d'un point à un autre.

On pourrait chercher à résoudre le problème mathématiquement, en faisant des approximations convenables. On pourrait, par exemple, chercher à définir un champ moyen en G et P , par une relation telle que :

$$E_m = \frac{V}{e} [1 - \psi(a)]$$

et prendre en première approximation :

$$\psi(a) = ka.$$

Mais il serait difficile de tenir compte du fait suivant : pendant les expériences, la région intéressante, comprise entre G et P , est constamment parcourue par des ions et des électrons qui modifient, d'une manière certainement appréciable, mais difficile à prévoir *à priori*, la répartition des surfaces équipotentiellles qu'on obtiendrait s'il n'y avait pas de charges spatiales.

Il m'a donc paru préférable d'étudier la répartition des surfaces équipotentiellles expérimentalement. Il suffit, pour cela, d'observer convenablement l'effet du champ électrique sur une raie suffisamment sensible. Une image de la région lumineuse est projetée sur la fente d'un spectrographe ; cette fente est parallèle à la direction du champ électrique (fig. 8, a_1). Si le cône des rayons anodiques est d'angle petit, ce qui est généralement le cas, l'image sur un point de la fente ne reçoit que de la lumière émise dans un certain plan parallèle à G et à P et situé entre G et P . A chacun des

divers plans qu'on peut ainsi considérer, correspond un point de l'image projetée sur la fente, et, par suite, un point de chaque raie sur la plaque photographique. Considérons une raie sensible au champ électrique : les diverses portions de cette raie seront également déplacées si le champ électrique qui règne dans les plans correspondants est homogène ; si, au contraire, le champ varie d'un plan à un autre, les portions correspondantes de la raie seront inégalement déplacées : la raie paraîtra tordue, et d'autant plus tordue que le champ variera plus vite.

L'expérience montre que le champ est pratiquement uniforme, dans la presque totalité de la région comprise entre G et P, quand on utilise une grille dont la maille a un côté plus petit que la distance de G à P (Pl. I et II).

Je me suis donc contenté, pour obtenir la valeur du champ électrique entre G et P, de le supposer uniforme et donné par la relation (1).

e était mesuré, après chaque expérience, au moyen d'un cathétomètre. On visait horizontalement P, puis le côté de la grille en regard de P, c'est-à-dire la position qu'aurait eue P si on l'avait amené au contact de G. Chaque valeur adoptée était la moyenne de cinq mesures. La grille n'étant pas parfaitement plane, e ne pouvait être obtenu avec la précision que donne le cathétomètre ; mais l'erreur absolue commise sur e ne dépassait pas 0,05 mm.

V était repéré au moyen d'un électromètre à lecture directe, Abraham-Villard petit modèle, étalonné par comparaison au Laboratoire Central d'Electricité.

L'erreur commise sur E dépend de celles qui sont commises sur e et sur V. L'erreur absolue sur e ne dépasse pas 0,05 mm. L'erreur absolue sur V provient surtout des variations, difficilement évitables, du courant i qui traverse la région comprise entre la grille et l'électrode auxiliaire. V et i varient en sens inverse puisque la haute-tension auxiliaire est une installation à puissance constante. Pour conserver

à V , donc à E , une valeur bien déterminée, il suffit de modifier convenablement, au moyen de rhéostats, le courant primaire du transformateur ; cela nécessite, au cours d'une pose, une surveillance continue du voltmètre. Néanmoins, il est difficile d'assurer la constance de V à moins de 100 volts près. On peut donc écrire :

$$\frac{dE}{E} \geq \frac{0,05}{e} + \frac{200}{V}.$$

Quand e est donné, le premier terme du second membre est constant ; le second terme, prépondérant pour les petites valeurs de V , diminue à mesure que V augmente et devient négligeable quand V est de l'ordre 15 kilovolts.

7. — Détermination des longueurs d'onde.

Les longueurs d'onde des raies étudiées ont été déterminées à partir des raies du fer. J'ai adopté les valeurs données par Kayser (*Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente nach Wellenlänge geordnet*, 1926) : toutes les longueurs d'onde de ce travail sont ainsi exprimées en Angströms internationaux.

Après chaque spectre à étudier, j'ai photographié le spectre d'arc du fer. Un écran, percé de trous équidistants, était placé contre la fente du spectrographe ; celle-ci était éclairée par la lumière émise par un arc au fer et diffusée sur une feuille de papier blanc dans l'étude du visible, sur des morceaux de craie dans l'étude de l'ultra-violet. On avait ainsi sur la plaque, avec le spectre à étudier, plusieurs spectres du fer obtenus sans avoir eu à toucher au spectrographe et échelonnés en hauteur. On pouvait alors comparer aisément les raies étudiées à celles du fer, sans avoir à craindre les erreurs systématiques qui auraient pu provenir de la courbure des raies spectrales.

La comparaison des spectres fut effectuée, soit à l'aide de la machine à diviser du Laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne, soit à l'aide d'enregistrements obtenus avec le microphotomètre de Chalonge et Lambert.

Les longueurs d'onde inconnues étaient déterminées à partir des longueurs d'onde connues, soit par interpolation linéaire effectuée par le calcul, soit à partir de la courbe de dispersion du spectre dessinée à une très grande échelle.

La précision de ces déterminations est limitée d'abord par la dispersion du spectrographe, par la précision de l'appareil qui sert à mesurer la position des raies (machine à diviser ou microphotomètre) et par la précision avec laquelle on connaît les longueurs d'onde des raies de référence.

Cette précision dépend aussi et surtout de la finesse plus ou moins grande des raies qu'on mesure et, en particulier, de leur sensibilité au champ électrique. Si, dans mes expériences, le champ électrique avait été rigoureusement homogène et constant, la largeur des raies ne dépendrait que de la pression et de la température de la vapeur lumineuse. Mais, pratiquement, il est impossible de maintenir le champ électrique rigoureusement constant (voir p. 56) : le potentiel de l'électrode auxiliaire V n'est connu qu'à ± 100 volts près. Les variations relatives de E sont égales à celles de V . Par suite, les raies sensibles au champ électrique se déplaceront en suivant les variations de E et paraîtront d'autant plus élargies que ces variations seront plus grandes. Les raies des séries diffuses, plus sensibles que les raies des séries fines, seront donc déterminées avec une précision moins grande.

Il peut arriver aussi qu'une raie émise dans un certain champ électrique homogène soit sur le point de se débouler ; l'intensité du champ, à partir duquel cette raie paraît double, dépend du pouvoir de résolution de l'appareil spectrographique. Cette raie apparaît élargie et la position de son maximum d'intensité est mal définie quand on observe

le cliché dans une lunette. Dans ce cas, un enregistrement au microphotomètre, effectué avec un agrandissement convenable, conduira en général à des conclusions plus nettes qu'une étude à la machine à diviser.

CHAPITRE III

Quelques résultats sur l'effet Stark, obtenus par la méthode des rayons anodiques.

1. — Généralités sur l'effet Stark dans les atomes à plusieurs électrons.

L'effet Stark, dans les atomes possédant plusieurs électrons, donne lieu à des phénomènes plus compliqués que dans le cas de l'hydrogène. Les traits caractéristiques de ces phénomènes ont été observés et décrits par Stark et ses collaborateurs. Mais s'ils sont aujourd'hui connus et expliqués dans leurs grandes lignes, ils ne le sont pas toujours dans le détail.

En général, les modifications que le champ électrique apporte aux raies sont beaucoup plus faibles que dans le cas de l'hydrogène. Le résultat le plus frappant est l'apparition de raies nouvelles qui correspondent à des combinaisons de termes interdites par les règles de sélection.

Les règles de sélection, dans la théorie de l'émission des raies spectrales, limitent les possibilités de combinaison entre termes spectroscopiques. Elles portent sur le quantum azimuthal k ou $l = k - 1$, sur le quantum interne j et sur le quantum magnétique m ; elles s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Delta l &= \pm 1, \\ \Delta j &= 0, \pm 1, \\ \Delta m &= 0, \pm 1.\end{aligned}$$

Les règles de sélection ne sont d'ailleurs valables que si

l'atome n'est pas trop éloigné de ses conditions normales. Quand il est soumis à des actions extérieures assez violentes, par exemple quand il est placé dans un champ électrique suffisamment intense, il peut arriver qu'on voie apparaître certaines raies interdites. Quand de telles raies apparaissent dans le voisinage immédiat des raies obtenues sans champ électrique, on a l'impression d'une véritable décomposition de celles-ci. A côté de ces décompositions apparentes, on observe également, aussi bien pour les raies défendues que pour les raies normales, de véritables décompositions dont le type dépend, comme dans le cas de l'effet Zeeman, de la série à laquelle appartient la raie considérée.

Chaque raie subit en outre, sous l'influence du champ électrique, un déplacement qui dépend de la nature de la série à laquelle elle appartient, de sa place dans cette série et de l'intensité du champ.

Les séries qui donnent les effets les plus marqués sont la série diffuse et la série de Bergmann, plus voisines du type de Balmer que les autres, séries principales et séries fines.

J'ai appliqué la méthode des rayons anodiques, décrite au chapitre II, à Li, Na, Ba. On utilisera cette méthode avec succès pour tous les éléments qui peuvent donner lieu à une belle émission de rayons anodiques et qui se prêteraient mal à l'étude de l'effet Stark par les méthodes classiques du tube à décharge ordinaire : méthode de Stark et méthode de Lo Surdo.

J'ai adopté les notations spectroscopiques utilisées dans le livre de Grotrian (21). J'ai conservé la représentation symbolique de Paschen, moins complète que celle de Russell-Saunders, mais qui, dans ce qui suit, ne peut prêter à aucune confusion.

Pour la plupart des spectrogrammes, un prisme de Wollaston, placé entre l'objectif de projection et la fente du spectrographe, permet d'obtenir sur la fente deux images de la source lumineuse, placées l'une au-dessus de l'autre;

on peut ainsi séparer les composantes vibrant parallèlement et perpendiculairement au champ électrique ⁽¹⁾. J'ai conservé, pour désigner ces composantes, les abréviations π et σ généralement utilisées dans les mémoires allemands et anglais.

2. — Généralités sur l'effet Stark du lithium.

Premier terme de la deuxième période de la classification des éléments de Mendéléeff, le lithium vient immédiatement après l'hydrogène et l'hélium. Sa couche K, formée de deux électrons, est complète; mais sa couche L ne comprend qu'un seul électron sur lequel des forces extérieures, d'origine électrique en particulier, peuvent exercer une action sensible. L'effet Stark du lithium est plus petit que celui de l'hydrogène et de l'hélium, mais il est plus grand que celui des éléments plus lourds et, en particulier, que celui des autres métaux alcalins. C'est pourquoi le lithium est, après l'hydrogène et l'hélium, l'élément dont l'effet Stark a été le plus étudié.

Le premier mémoire relatif à l'effet Stark du lithium est celui de Stark et Kirschbaum (22) qui ont utilisé la méthode des rayons canaux et donné pour plusieurs raies du lithium, les modifications produites par un champ électrique sensiblement uniforme de 38 kV : cm. Par la suite, divers auteurs ont étudié le lithium en utilisant les uns, la méthode Stark : Stark (23), Lüssem (24), Ritter (25); les autres, la méthode de Lo Surdo : Howell (26), Yoshida (27), Stark et Hardtke (28), Ishida et Fukushima (29), Snyder (30). Les résultats obtenus sont loin d'être concordants et les temps de pose n'étaient

(1) C'est-à-dire les vibrations dont le vecteur de Fresnel, qui n'est autre que le champ électrique alternatif de la théorie électromagnétique, est parallèle ou perpendiculaire au champ électrique appliqué.

pas suffisants pour permettre d'atteindre les raies lointaines des séries.

Le lithium est un des éléments les plus malaisés à étudier.

Quand on utilise la méthode de Stark, on est conduit à bombarder par des rayons canaux (d'H en général) des sels de lithium (de préférence des halogénures) placés sur une électrode auxiliaire, derrière une cathode trouée. Une quantité notable de sel se volatilise puis vient se condenser sur les parois du tube et les rend conductrices; la distance de la cathode à l'électrode auxiliaire croît d'une manière irrégulière et le champ électrique auxiliaire, au cours d'une même pose, diminue progressivement et irrégulièrement. Ainsi, certaines valeurs du champ ne peuvent pas être dépassées et la durée des poses est limitée.

Pour utiliser la méthode Lo Surdo dans les meilleures conditions, il convient de donner à la cathode une forme spéciale. C'est ainsi que Ishida et Fukushima employèrent d'abord, comme source de vapeur de lithium, un arc dans le vide, puis des rayons anodiques produits par le passage de la décharge suivant la méthode de Gehrecke et Reichenheim (1); mais, dans les deux cas, la vapeur de lithium refusait d'entrer dans l'espace capillaire où se trouvait la cathode. Ils utilisèrent alors une cathode creuse : cylindre creux de Ta, rempli de Li, et percé du côté de l'anode d'un trou d'épingle; les rayons positifs qui pénètrent dans le trou d'épingle bombardent Li qui se vaporise. Il est difficile de maintenir les conditions de la décharge bien constantes et, au bout d'un certain temps, des dépôts se forment sur les parois du tube de verre; on ne peut pas prolonger les poses à loisir.

Le tube de Snyder était analogue à ceux de Nyquist (31) et de Foster (32). L'extrémité de la cathode (une tige de Ag ou de Al) avait la forme d'une coupe dans laquelle on avait pressé du lithium métallique. Avec ce dispositif aussi, il est difficile de maintenir un champ constant d'une certaine

intensité au-dessus de Li; de plus, les poses sont souvent insuffisantes pour obtenir la raie $2p-5d$ avec assez d'intensité.

La méthode des rayons anodiques permet au contraire, tout en maintenant bien constantes les conditions expérimentales dans lesquelles on opère, d'effectuer des poses de plusieurs heures; j'ai réalisé des poses allant jusqu'à 15 heures, mais on peut dépasser notablement ce chiffre: il suffit de répéter les émissions autant de fois que cela est nécessaire; on ne sera arrêté à la longue que par la formation sur la grille d'un dépôt de sel qui obstruera peu à peu les mailles et finira par favoriser la production de décharges intermittentes entre la grille et l'électrode auxiliaire. J'ai étudié les raies $2p-mq$ avec $m = 4, 5, 6, 7$. Si l'on possédait déjà des renseignements pour $m = 4$ et 5, ou en possédait très peu pour $m = 6$ et pas du tout pour $m = 7$.

3. — Sur l'effet Stark de la série diffuse de Li.

Chaque raie de la série diffuse paraît, comme les raies de la série de Balmer, remplacée par un groupe de raies sous l'influence d'un champ électrique. Mais, dans un champ faible, les raies d'un groupe ne sont plus disposées symétriquement par rapport à la position de la raie obtenue sans champ. Toutefois, le nombre des composantes augmente aussi à mesure qu'on avance dans la série; c'est là une différence importante avec l'effet Zeeman qui reste le même pour toutes les raies d'une même série. L'intensité de la raie initiale qui est d'autant plus faible qu'elle correspond à un terme plus élevé dans la série et qui tend à diminuer quand le champ augmente, est ainsi répartie en un nombre de raies d'autant plus grand que son numéro est plus élevé. C'est pourquoi l'étude de cet effet Stark nécessite l'emploi d'un spectrographe très lumineux et pourtant suffisamment

dispersif; on peut dire que l'effet Stark de chaque raie de la série diffuse devrait être étudié à part, avec un spectrographe approprié.

La première raie de la série diffuse, $2p-3d$, λ 6 103,59 Å, correspond à une région spectrale qui nécessiterait l'emploi de plaques photographiques spécialement sensibilisées et, en outre, pour avoir une plus grande dispersion, l'utilisation d'un spectrographe à réseau.

L'effet Stark de cette raie ayant été signalé par Stark et Kirschbaum (22) comme étant très petit dans un champ de 38 kV : cm., par Yoshida (27) comme étant nul dans un champ de 30 kV : cm., je n'ai pas cru devoir reprendre l'étude de cette raie. Ishida et Fukushima (29) ont trouvé d'ailleurs qu'avec des champs plus intenses, les composantes π et σ se déplacent vers le violet, la composante σ se dédoublant à partir d'un champ de 40 kV : cm.

a) *Groupe 2p-4q.* — Quand $q = d$, $\lambda = 4$ 603,2 Å.

La raie $2p-4d$, relativement intense, est située dans une région spectrale pour laquelle les plaques photographiques ordinaires sont très sensibles; elle peut être aisément étudiée à l'aide d'un spectrographe à prismes ou à réseau muni d'une optique de verre. Cette étude a été faite par la plupart des auteurs qui se sont occupés du lithium; ce sont, dans l'ordre historique, Stark et Kirschbaum (22), Howell (26), Lüssem (24), Yoshida (27), Ishida et Fukushima (29) et Snyder (30), mais les résultats obtenus ne sont pas toujours concordants. J'ai donc repris cette étude avec la méthode des rayons anodiques.

J'ai utilisé le spectrographe à prismes de flint dense décrit plus haut (p. 51). Les temps de pose variaient de quelques minutes pour les champs faibles à une vingtaine de minutes pour les champs de 100 kV : cm. La dispersion moyenne au voisinage de λ 4 603,2 Å était de 25,10 Å : mm.

Les distances sur la plaque photographique, mesurées au moyen d'une machine à diviser, étaient connues à 1 ou 2 $1/200^{\text{e}}$ mm. près; cela entraînait, dans la détermination d'une longueur d'onde, une erreur pouvant aller jusqu'à 0,25 Å.

Composantes π . — La composante π de la raie $2p-4d$, sous l'influence d'un champ électrique ne dépassant pas quelques milliers de volts, ne présente d'abord aucune décomposition visible, mais seulement un élargissement dissymétrique : le bord rouge est net; le bord violet, légèrement estompé. A mesure que le champ augmente, ces caractères s'accroissent : le bord rouge devient de plus en plus net; le bord violet, de plus en plus estompé. A partir d'un champ de 7 à 8 kV : cm., une raie semble apparaître du côté violet, mais la position de son maximum d'intensité est assez mal déterminée. L'existence de cette raie se confirme dès que l'intensité du champ augmente; elle ne fait plus aucun doute pour un champ de 12 kV : cm. La composante violette est plus diffuse et approximativement deux fois moins intense que la composante rouge; cette dernière est très nette, facile à pointer avec la machine à diviser. A mesure que le champ augmente encore, la différence entre les intensités des deux composantes s'atténue; la composante violette reste cependant toujours moins intense que la composante rouge (Pl. I, 1).

Ces raies se déplacent sous l'influence d'un champ électrique croissant : la composante rouge, vers le rouge; la composante violette, vers le violet. Le tableau I (1^{re}, 2^e et 3^e colonnes), donne leurs écarts avec la raie 4603,2 pour diverses valeurs du champ électrique allant jusqu'à 94,5 kV : cm. La figure 13 (courbes d et f), traduit les résultats contenus dans ce tableau. Les épaisseurs relatives des courbes, pour un champ déterminé, donnent une idée des intensités relatives des composantes provoquées par ce champ.

La courbe d (fig. 13) coupe l'axe des abscisses au point 4603,2 : elle représente les déplacements en fonction du

champ de la composante π de la raie $2p-4d$. Si l'on admet que le niveau d'énergie $2p$, niveau profond de l'atome, n'est pratiquement pas modifié par le champ électrique, on est conduit à expliquer l'influence du champ sur la raie $2p-4d$ par une modification du niveau $4d$ plus élevé que le niveau $2p$.

La courbe de gauche f (fig. 13), extrapolée, coupe l'axe des abscisses au point 4 602,0. Cette longueur d'onde corres-

TABLEAU I. — Li $2p-4q$: Composantes π .

E en kV : cm	$2p-4f$	$2p-4d$	$2p-4p$	N° du cliché
0	[— 1,20]	4603,2	[4636,0]	
7,75		+ 0,1		32 <i>b</i>
8,15	— 1,55	+ 0,15		30 <i>a</i>
12,35	— 1,75	+ 0,25		28
16,45	— 2,05	+ 0,5		30 <i>c</i>
29,35	— 2,5	+ 0,6		24 <i>c</i>
29,75	— 2,75	+ 0,8		24 <i>b</i>
41,90	— 3,15	+ 1,2	+ 2,7	22
53,65	— 3,55	+ 1,7		24 <i>a</i>
53,95			+ 2,95	20 <i>a</i>
66,35	— 3,7	+ 1,75		20 <i>b</i>
82,20	— 5,0	+ 2,25	+ 3,05	23 <i>b</i>
86,50	— 6,65	+ 3,35		19
93,85	— 7,0	+ 3,7		82
94,50	— 8,15		+ 3,8	83
				84
				85

pond à une raie que n'émettent pas les atomes de Li en l'absence de champ électrique (ou qu'ils émettent avec une intensité négligeable). Cette raie, voisine de $2p-4d$, du côté violet de $2p-4d$, peut être considérée comme résultant de la combinaison des termes spectroscopiques qui correspondent au niveau $2p$ et à un niveau voisin de $4d$, mais un peu plus élevé : le niveau $4f$. La raie $2p-4f$, qui correspond à $\Delta l = 2$, est interdite par les règles de sélection ; mais elle peut être émise sous l'influence d'un champ électrique.

Nous considérerons donc les composantes obtenues comme les composantes π des raies $2p-4d$ et $2p-4f$. Chacune de ces

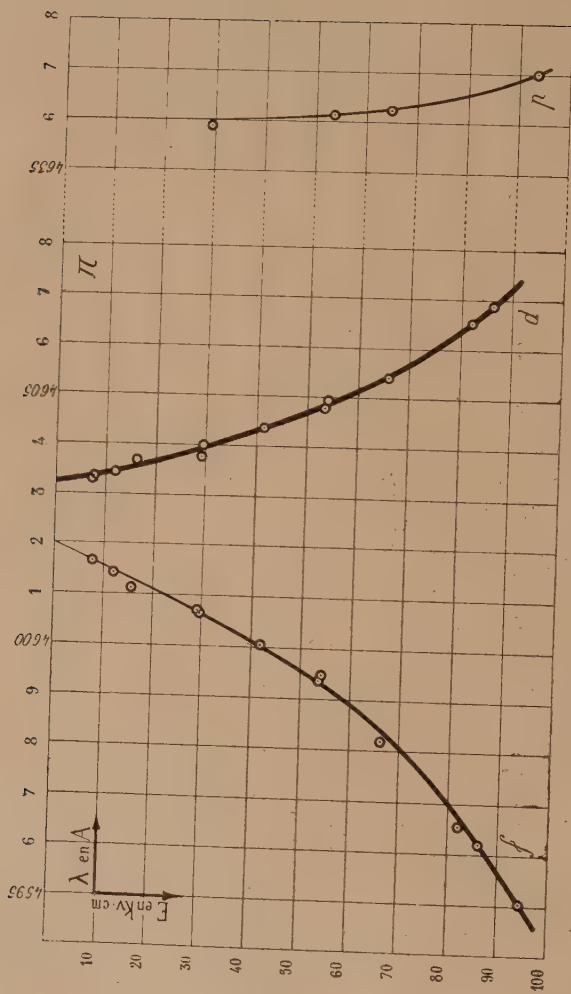


Fig. 13. — $\text{Li } 2p-4q$: composantes π .

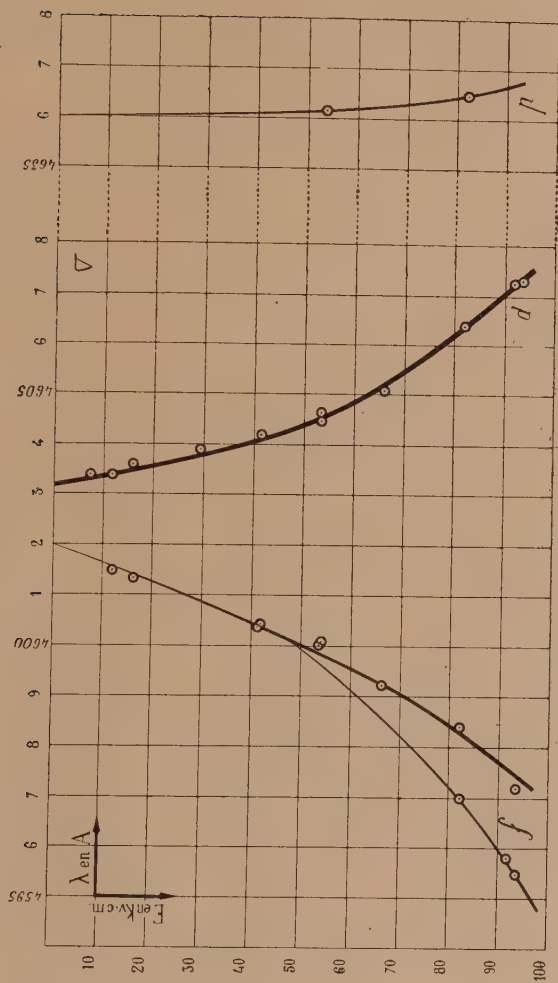


Fig. 14. — Li 2p-4q : composantes σ .

composantes reste simple pour $E = 95 \text{ kV : cm.}$; la composante π de $2p-4f$ demeure cependant toujours plus diffuse que celle de $2p-4d$.

On constate une dissymétrie dans les intensités comme dans les déplacements : c'est la composante la moins intense qui est la plus déviée.

Avec des champs assez intenses et des poses assez longues, on obtient du côté rouge de $2p-4d$, à une trentaine d'angströms environ, une raie qu'on est amené à considérer comme la composante π de la raie $2p-4p$. La raie $2p-4p$ correspond à $\Delta l = 0$; comme la raie $2p-4f$, elle est interdite par les règles de sélection et ne peut apparaître que sous l'influence d'un champ électrique.

La composante π de $2p-4p$ paraît simple pour $E = 95 \text{ kV : cm.}$ Elle est beaucoup moins intense que les composantes π des raies $2p-4d$ et $2p-4f$; elle n'apparaît même nettement que lorsque celles-ci sont déjà surexposées (Pl. I, 2). Toutefois la durée de la pose, qui est de 1 à 2 heures pour des champs de 30 kV : cm. , diminue à mesure que le champ augmente : l'intensité relative de la composante π de $2p-4p$ croît avec le champ électrique (Pl. I, 3). Cette composante, fine et facile à pointer, se déplace vers le rouge sous l'influence d'un champ électrique croissant. Le tableau I (1^{re} et 4^e col.) donne ses positions pour quelques champs inférieurs à 100 kV : cm. La courbe p qui traduit ces résultats sur la figure 13, coupe l'axe des abscisses au point 4 636 Å qui représenterait la longueur d'onde de la raie $2p-4p$ dans un champ électrique évanouissant.

Composantes σ . — On peut répéter sur les composantes σ presque tout ce qui vient d'être dit sur les composantes π . Tant que $E < 7 \text{ kV : cm.}$, on observe seulement un élargissement dissymétrique de la composante σ de la raie $2p-4d$: bord rouge net, bord violet estompé. A partir de $E = 7$ à

8 kV : cm., une raie se détache du côté violet. La composante violette est plus diffuse et d'abord moins intense que la composante rouge. Le rapport des intensités est voisin de $1/2$ pour E voisin de 30 kV : cm., mais il augmente à mesure que le champ croît et devient presque égal à 1 pour $E = 75$ kV : cm.

TABLEAU II. — Li $2p-4q$: Composants σ .

E en kV : cm	$2p-4f$	$2p-4d$	$2p-4p$	N° du cliché
0	$[-1,2]$	4603,2	[4636,0]	32 <i>b</i>
7,75		+ 0,2		28
12,35	- 1,7	+ 0,2		30 <i>c</i>
16,45	- 1,85	+ 0,4		24 <i>c</i>
20,35	- 2,4	+ 0,6		24 <i>b</i>
29,75	- 2,25	+ 0,7		22
41,90	- 2,75	+ 1,0	+ 2,7	24 <i>a</i>
53,65	- 3,17	+ 1,45		20 <i>a</i>
53,95	- 3,1	+ 1,3	+ 2,95	20 <i>b</i>
66,35	- 3,95	+ 1,9		23 <i>b</i>
			+ 3,30	23 <i>a</i>
82,20	- 6,2	+ 3,2		19
92	- 7,4	+ 4,05		82
93,85	- 7,7	+ 4,1		87
				84

Les composants σ se déplacent sous l'influence d'un champ électrique croissant. Le tableau II (1^{re}, 2^e et 3^e colonnes) et les courbes *f* et *d* de la figure 14 indiquent les résultats obtenus avec des champs allant jusqu'à 94,5 kV : cm. Ces résultats sont analogues à ceux qui ont été obtenus pour les composantes π tant que $E < 75$ kV : cm.; la valeur absolue des déplacements est seulement un peu moins grande pour les composantes σ que pour les composantes π . On est aussi conduit à regarder la composante violette comme étant la composante σ de la raie $2p-4f$.

La composante σ de la raie $2p-4f$ s'élargit à partir de $E = 75$ kV : cm., puis se dédouble. Les deux raies obtenues

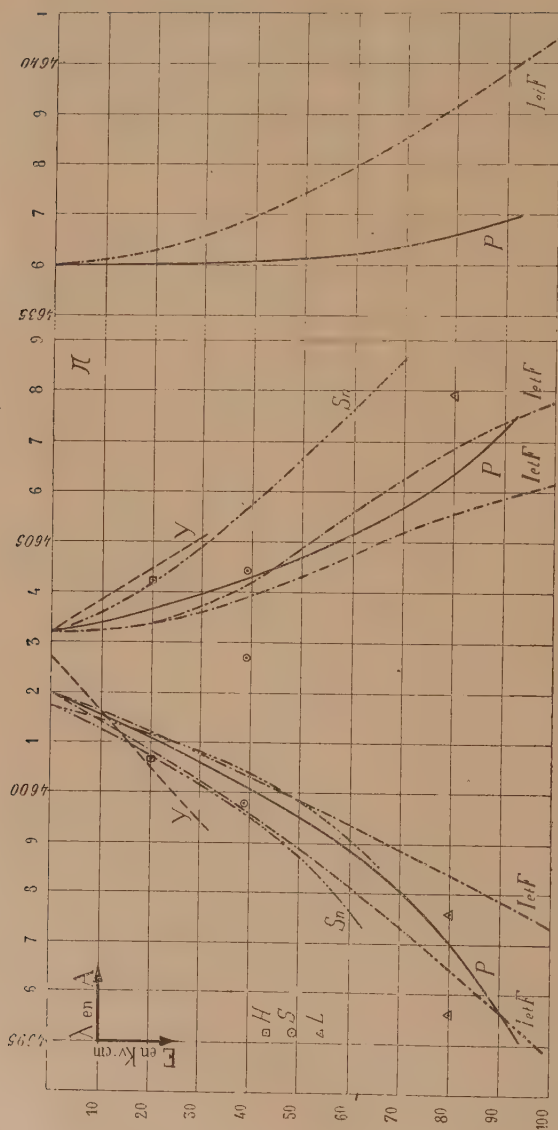


Fig. 15. — Comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur les composantes π des raies $Li\ 2p-4q$ par Howell (H), Ishida et Fukushima (I et F), Lüssem (L), Snyder (Sn), Stark (S) et Yoshida (Y).

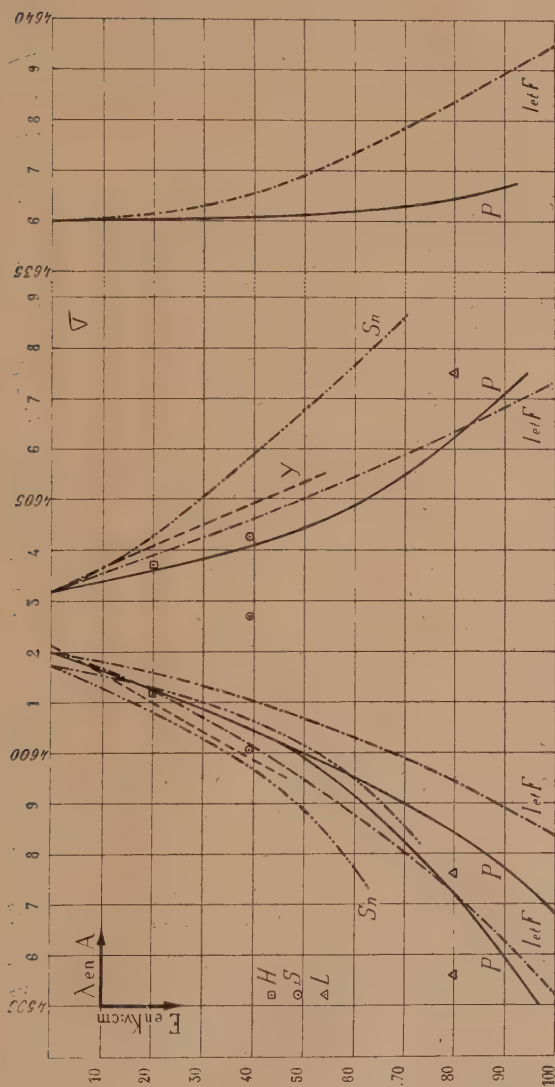


Fig. 16. — Comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur les composantes σ des raies $\text{Li } 2p-4q$.

ont sensiblement la même intensité ; elles se déplacent encore vers le violet, en s'écartant toujours davantage l'une de l'autre, à mesure que E croît jusqu'à $94,5 \text{ kV : cm.}$ La composante σ de $2p-4d$, comme la composante π , demeure simple (Pl. I, 4).

La raie $2p-4p$ possède aussi une composante σ . On peut faire à son sujet des remarques analogues à celles qui ont déjà été faites sur la composante π . Le tableau II (1^{re} et 4^e col.) et la courbe p de la figure 14 indiquent les résultats obtenus. Comme la composante π , la composante σ demeure simple tant que $E < 95 \text{ kV : cm.}$; mais elle est légèrement moins déplacée vers le rouge que la composante π .

Les figures 15 et 16 permettent de comparer les résultats précédents à ceux qui ont été publiés jusqu'à ce jour. Tous les résultats ont été reportés en prenant comme longueurs d'onde des raies $2p-4d$ et $2p-4p$ pour $E = 0 : \lambda \lambda 4603,2$ et $4636 \text{ \AA.}$

Stark et Kirschbaum (22) ont donné les modifications obtenues pour $E = 38 \text{ kV : cm.}$; Howell (26), pour $E = 20 \text{ kV : cm.}$; Lüssem (24), pour $E = 80 \text{ kV : cm.}$; Yoshida (27), pour $E < 50 \text{ kV : cm.}$; Snyder (30), pour $E < 70 \text{ kV : cm.}$ Seuls, Ishida et Fukushima (29) ont atteint des champs électriques supérieurs à ceux que j'ai utilisés jusqu'ici, 95 kV : cm. ; ils ont atteint 140 kV : cm. dans l'étude des composantes π et 175 kV : cm. , dans celle des composantes σ .

Tous ont trouvé deux raies (ou groupes de raies) déplacées respectivement vers le rouge et le violet en composantes π comme en composantes σ ; ces deux raies (ou ces deux groupes de raies), correspondent à $2p-4d$ et $2p-4f$.

Stark et Kirschbaum signalent pour $E = 38 \text{ kV : cm.}$ une composante centrale π et une composante centrale σ très faibles. Je n'ai pas observé ces composantes. Dans les expériences de Stark et Kirschbaum, le tube à décharge était excité

au moyen d'une bobine d'induction et la décharge n'était peut-être pas unidirectionnelle ; une raie faible non décomposée se superposait alors aux composantes.

Je n'ai obtenu, pour la raie $2p-4d$, qu'une composante π et qu'une composante σ , comme dans les travaux antérieurs. Ishida et Fukushima, cependant, signalent une seconde composante π très faible qui serait du côté violet de la composante π intense ; je ne l'ai vue sur aucun cliché.

Pour la raie $2p-4f$, j'ai trouvé une seule composante π , et une composante σ qui se dédouble à partir de $E = 50 \text{ kV : cm.}$. Ces résultats sont en bon accord avec ceux des autres auteurs pour les composantes σ . Mais Ishida et Fukushima d'une part, et Snyder d'autre part, indiquent, dès les champs les plus faibles, deux composantes π , celle de plus grande longueur d'onde étant la plus faible ; ces composantes auraient été assez écartées pour être séparées par mon spectrographe : je n'ai jamais remarqué qu'une seule composante π pour la raie $2p-4f$.

Tous les auteurs ont attribué à la raie $2p-4p$ une seule composante π et une seule composante σ .

Il n'existe pas de mesures sur les intensités relatives des composantes. Les indications qualitatives données sont en assez bon accord.

Les courbes qui donnent les écarts des diverses composantes ont la même allure générale chez les divers auteurs, mais elles présentent dans le détail des différences assez notables. Les écarts que j'ai trouvés sont nettement inférieurs à ceux qui ont été donnés par Lüssem pour $E = 80 \text{ kV : cm.}$; par Yoshida pour $E < 50 \text{ kV : cm.}$; et par Snyder pour $E = 60 \text{ kV : cm.}$; mais ils sont analogues à ceux de Stark et Kirschbaum pour $E = 38 \text{ kV : cm.}$ et à ceux de Ishida et Fukushima pour $E < 80 \text{ kV : cm.}$ (voir fig. 15 et 16). Les différences proviennent sans doute d'erreurs commises dans la détermination du champ électrique.

Pour la raie $2p-4p$, Stark a signalé un petit déplacement

vers le rouge identique pour les composantes π et σ tant que $E < 50 \text{ kV : cm.}$. Ishida et Fukushima, seuls, ont donné les courbes de déplacement de ces composantes en fonction du champ; il est certain que la composante π se déplace d'avantage vers le rouge que la composante σ , mais les écarts donnés par Ishida et Fukushima sont, à coup sûr, beaucoup trop importants.

b) *Groupe $2p-5q$.* — Quand $q = d$, $\lambda = 4132,4 \text{ \AA}$.

La raie $2p-5d$ est moins intense que la raie $2p-4d$, mais elle est située dans une région spectrale où les plaques photographiques ordinaires sont aussi très sensibles. L'effet Stark de cette raie peut de même être commodément étudié avec un spectrographe à prismes et optique de verre; on pourrait également utiliser un réseau. Cette étude a été faite par la plupart des auteurs qui se sont occupés du groupe $2p-4q$; ce sont, dans l'ordre historique, Stark et Kirschbaum (22), Howell (26), Ishida et Fukushima (29), Snyder (30); comme pour le groupe $2p-4q$, les résultats ne sont pas concordants.

J'ai utilisé, pour ma part, le même spectrographe que pour l'étude du groupe $2p-4q$: la plaque photographique était orientée de manière que les régions voisines $\lambda\lambda 4600$ et $4130 \text{ \AA}$ fussent simultanément au point. Les temps de pose variaient de 10 minutes environ pour les champs faibles à quelque 100 minutes pour les champs de l'ordre de 100 kV : cm. La dispersion moyenne au voisinage de $\lambda 4132,4 \text{ \AA}$ était de $15,54 \text{ \AA : mm.}$ Les distances sur la plaque photographique n'étant toujours connues qu'à 1 ou 2 1/2000 mm. près, il en résultait, dans la détermination des longueurs d'onde, une erreur pouvant aller jusqu'à $0,15 \text{ \AA}$.

Composantes π . — La composante π de $2p-5d$ subit d'abord, dans un champ faible, un élargissement dissymétrique: le bord rouge devient très net et le bord violet, estompé. Dans

un champ de l'ordre de 5 kV : cm., on voit se détacher du côté violet une première, puis une deuxième raie, toutes deux moins intenses que la raie initiale; la moins intense de ces deux raies est celle de plus courte longueur d'onde. A mesure que le champ augmente, ces composantes s'écartent de plus en plus les unes des autres et leurs intensités relatives varient. Nous verrons plus loin qu'on est conduit à regarder ces composantes, dans l'ordre des longueurs d'onde croissantes, comme les composantes π de raies dont les notations sont $2p-5g$, $2p-5f$, et $2p-5d$ (Pl. I, 5).

Quand le champ augmente, l'intensité relative de la composante π de $2p-5f$ croît. De $E = 10$ kV : cm. à $E = 20$ kV : cm., les intensités des composantes π de $2p-5f$ et de $2p-5d$ sont sensiblement égales et plus grandes que celles de la composante π de $2p-5g$; cette dernière raie paraît plus diffuse que les deux autres (Pl. I, 5). Si le champ augmente encore, la composante π de $2p-5f$ finit par devenir la composante la plus intense et la composante π de $2p-5d$, la composante la plus faible, il en est ainsi de $E = 40$ kV : cm. à $E = 75$ kV : cm. (Pl. I, 6 et 7).

Avec des champs intenses et des poses assez longues, on obtient du côté rouge de $2p-5d$, à une quinzaine d'angströms environ, une raie simple qui n'est autre que la composante π d'une raie de notation $2p-5p$. On peut faire à son sujet des remarques analogues à celles qui ont été faites à propos de la raie $2p-4p$.

Composantes σ . — La composante σ de la raie $2p-5d$ se comporte, dans les champs faibles, comme la composante π . Quand E est de l'ordre de 10 kV : cm., elle fait place à trois composantes qui sont aussi, dans l'ordre des longueurs d'onde croissantes, les composantes σ des raies $2p-5g$, $2p-5f$, $2p-5d$.

Quand le champ augmente, l'intensité relative de la composante σ de $2p-5f$ croît. Pour $E = 30$ kV : cm., les composantes σ de $2p-5f$ et $2p-5d$ ont des intensités sensiblement

égales, plus grandes d'ailleurs que l'intensité de la composante σ de $2p-5g$; cette dernière raie paraît plus diffuse que les deux autres raies. Au delà de $E = 30 \text{ kV : cm.}$, la composante σ de $2p-5f$ devient la composante la plus intense ; la composante σ de $2p-5g$ demeure la composante la plus faible et la plus diffuse. A partir de $E = 40 \text{ kV : cm.}$, la composante σ de $2p-5g$ fait place à deux raies qui ont d'abord sensiblement la même intensité ; puis la raie de plus courte longueur d'onde devient moins intense et plus diffuse ; il en est ainsi jusqu'à $E = 74 \text{ kV : cm.}$ (Pl. I, 6 et 7).

A la composante π de $2p-5p$ correspond aussi une composante σ au sujet de laquelle on peut faire les mêmes remarques qu'à propos de la composante π .

Le tableau III donne les longueurs d'onde des composantes π qui correspondent à diverses valeurs du champ électrique inférieures à 75 kV : cm. Ce tableau comprend deux parties.

La première partie est déduite de clichés sur lesquels on a photographié un spectre de comparaison. Les longueurs d'onde des composantes ont été déterminées par interpolation entre des raies de Fe convenablement choisies, soit par le calcul, soit graphiquement. On en a déduit les écarts avec la raie $2p-5d$ obtenue sans champ $\lambda \text{ } 4132,4 \text{ \AA.}$ Ces écarts sont donnés en centièmes d'angströms, mais le chiffre des centièmes n'est pas certain et n'est conservé qu'à titre d'indication. Les résultats sont reportés sur la figure 17 : points entourés d'une circonférence. Ils permettent de tracer les courbes qui représentent les déplacements des diverses composantes en fonction du champ électrique. En particulier, la courbe relative à la composante π de $2p-5f$ ne correspond qu'à de petits déplacements en fonction du champ et elle est bien déterminée.

La deuxième partie du tableau III a été établie à l'aide de clichés pris sans spectres de comparaison. Les distances rela-

tives des composantes ont été d'abord exprimées en A. I.; on a pris pour valeur de la dispersion la moyenne des valeurs des dispersions déduites d'un très grand nombre de clichés pris avec un spectre de comparaison. Puis on a attribué

TABLEAU III. — Li $2p\ 5q$: Composantes π .

E en kV : cm	$2p\text{-}5g$	$2p\text{-}5f$	$2p\text{-}5d$	$2p\text{-}5p$	N° du cliché
0 très faible	(- 0,6)	(- 0,27)	4132,4	4145,73	
7,78		- 0,23	+ 0,12		25
			+ 0,66		31 <i>c</i>
8,96			+ 0,65		32 <i>a</i>
			+ 0,72		31 <i>a</i>
	- 1,44	- 0,28			33 <i>b</i>
14,08	- 1,6	- 0,29	+ 1,28		27
	- 1,66	- 0,27	+ 1,15		30 <i>a</i>
21,33	- 2,04	- 0,20	+ 1,93		28
	- 2,25	- 0,36	+ 1,87		30 <i>b</i>
29,35	- 3,03	- 0,32	+ 2,42		24 <i>c</i>
29,76	- 3,12	- 0,30	+ 2,51	+ 0,79	22
41,88	- 4,50	- 0,40	+ 3,54		21
	- 5,74	- 0,52			20 <i>a</i>
53,65	- 5,65	- 0,67	+ 4,55	+ 2,04	20 <i>b</i>
66,35 *	- 7,15	- 0,76	+ 5,33	+ 2,79	19
24,23	- 2,53	- 0,28	+ 2,28		5
35,17	- 3,54	- 0,33	+ 3,11		3
47,77	- 5,11	- 0,47	+ 3,99	+ 1,90	12
50,11	- 5,33	- 0,49	+ 4,14	+ 1,91	7
	- 5,38	- 0,49	+ 4,09		8
	- 6,36	- 0,66	+ 5,14	+ 2,45	10
60,18	- 6,49	- 0,66	+ 5,06		11
	- 6,32	- 0,66	+ 4,76		15 <i>c</i>
66,35	- 6,69	- 0,78	+ 5,23		15 <i>b</i>
	- 7,55	- 0,88	+ 5,77	+ 3,12	13
72,53	- 7,89	- 0,88	+ 5,68		15 <i>a</i>

arbitrairement à chaque composante π de la raie $2p\text{-}5f$ la longueur d'onde qui résulte de la courbe f de la figure 17; cette courbe étant bien définie, on ne commet ainsi qu'une erreur négligeable. Les écarts correspondant aux autres composantes sont alors bien déterminés : ce sont ceux qui sont inscrits dans la deuxième partie du tableau III. Ces

écarts ont été reportés aussi sur la figure 17 : circonférences avec croix ; les résultats confirment et complètent ceux qui ont été obtenus avec la première série de clichés.

TABLEAU IV. — Li $2p-5q$: Composantes σ .

E en kV : cm	$2p-5g$		$2p-5f$		$2p-5d$	$2p-5p$	Numéro du cliché
0		[— 0,60]		[— 0,27]	4132,4	4145,73	
7,78					+ 0,7		32 a
8,96					+ 0,72		31 c
					+ 0,80		31 a
				— 0,30	+ 0,67		31 b
13,37		— 1,30		— 0,28			33 b
					+ 0,98		32 b
14,08				— 0,11			34 c
				— 0,10	+ 1,19		27
17,48		— 1,58		— 0,22	+ 1,15		30 a
		— 1,79		— 0,16	+ 1,30		34 d
21,33				— 0,11	+ 1,85		28
28,48		— 2,05		— 0,19	+ 1,72		30 b
29,35		— 2,52		— 0,02	+ 2,39		29
29,76		— 2,68		— 0,23	+ 2,25		24 c
		— 2,60		— 0,08	+ 2,44	+ 1,02	22
		— 2,72					24 b
41,88	— 4,64	— 3,65		— 0,32	+ 3,28		21
		— 3,58		— 3,22	+ 3,34		24 a
53,65	— 5,76	— 4,15		— 0,18	+ 4,10		20 a
	— 5,72	— 4,33		— 0,35	+ 4,28	+ 1,99	20 b
66,35	— 7,13	— 5,46		— 0,36	+ 5,15	+ 2,60	19
24,23		— 2,29		— 0,15	+ 1,86		5
35,17		— 3,12		— 0,18	+ 2,82		3
47,77	— 4,9	— 3,87		— 0,27	+ 3,73	+ 1,77	12
	— 5,27	— 4,0		— 0,27	+ 3,85	+ 1,74	7
50,11	— 4,54			— 0,27	+ 3,99		8
	— 6,59	— 5,18		— 0,31	+ 4,55	+ 2,41	10
60,18	— 6,51	— 4,87		— 0,31	+ 4,83	+ 2,44	11
	— 6,28	— 4,54		— 0,31	+ 4,68		15 c
66,35	— 6,84	— 5,34		— 0,35	+ 4,77		15 b
	— 8,11	— 6,14	— 0,379	0,0	+ 5,09	+ 2,69	13
72,53	— 7,87	— 5,86		0,0	+ 5,54		15 a

Le tableau IV et la figure 18, construits comme le tableau III et la figure 17, contiennent et traduisent les résultats relatifs aux composantes σ des raies $2p-5q$.

Les courbes p , f , g extrapolées (fig. 17 et 18) coupent l'axe des abscisses respectivement aux points :

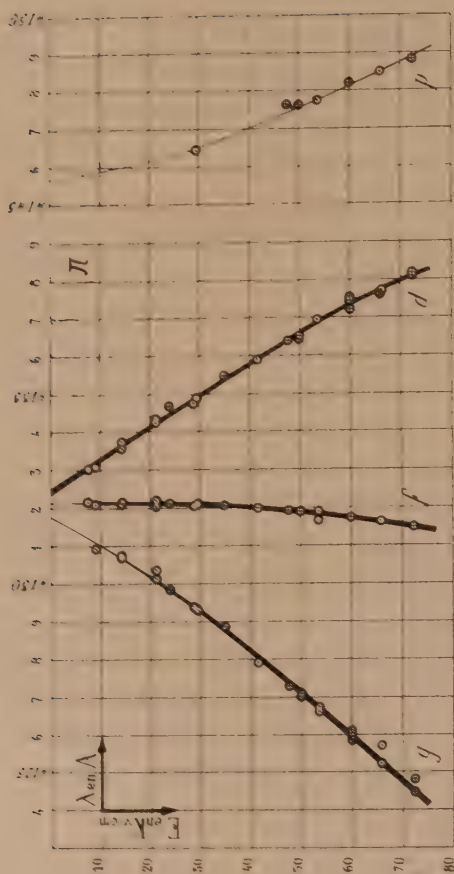
$$4\,145,73 \quad ; \quad 4\,132,13 \quad ; \quad 4\,131,80 \text{ A.}$$

On peut admettre que les raies correspondantes proviennent de combinaisons entre le niveau $2p$ d'une part et les niveaux $5p$, $5f$, $5g$ d'autre part. Les valeurs de Δl sont respectivement 0, 2, 3. Ces raies sont interdites par les règles de sélection; elles n'apparaissent que sous l'influence du champ électrique.

Les figures 19 et 20 reproduisent, avec les résultats que j'ai obtenus, ceux des auteurs qui ont aussi étudié le groupe $2p-5g$. Stark et Kirschbaum (22) ont donné les modifications qu'ils ont observées pour $E = 38 \text{ kV : cm.}$; Howell (26), pour $E = 20 \text{ kV : cm.}$; Yoshida (27) et Snyder (30) pour $E < 35 \text{ kV : cm.}$ Seuls, Ishida et Fukushima (29) ont atteint des champs électriques supérieurs à ceux que j'ai utilisés jusqu'ici (80 kV : cm.): ils ont atteint, comme dans l'étude des raies $2p-4g$, 140 kV : cm. dans l'étude des composantes π et 175 kV : cm. dans celle des composantes σ .

Tous ces résultats ont été transcrits en prenant comme longueurs d'onde des raies $2p-5d$ et $2p-5p$ pour $E = 0$: $\lambda\,4\,132,4$; $4\,145,73 \text{ A.}$ Toutefois les courbes de Ishida et Fukushima relatives à $2p-5d$, $2p-5f$ et $2p-5g$ ont été reportées en prenant pour longueur d'onde de la raie $2p-4f$ en champ évanouissant $\lambda\,4\,132,4$ car, par suite peut-être d'une erreur d'impression, la raie $2p-5d$ n'a pas la même origine en composante π et en composante σ .

Pour $E < 38 \text{ kV : cm.}$, tous les auteurs ont trouvé, au total, 4 composantes π et 4 composantes σ correspondant aux raies $2p-5p$, $2p-5d$, $2p-5f$, $2p-5g$. Pour $E > 38 \text{ kV : cm.}$, il n'existe plus que les résultats de Ishida et de Fukushima et ceux que j'ai obtenus. Comme Ishida et Fukushima, j'ai trouvé que toutes les composantes π demeurent simples de même que les composantes σ de $2p-5p$ et de $2p-5d$ et que la

Fig. 17. — Li 2p-5q : composantes π .

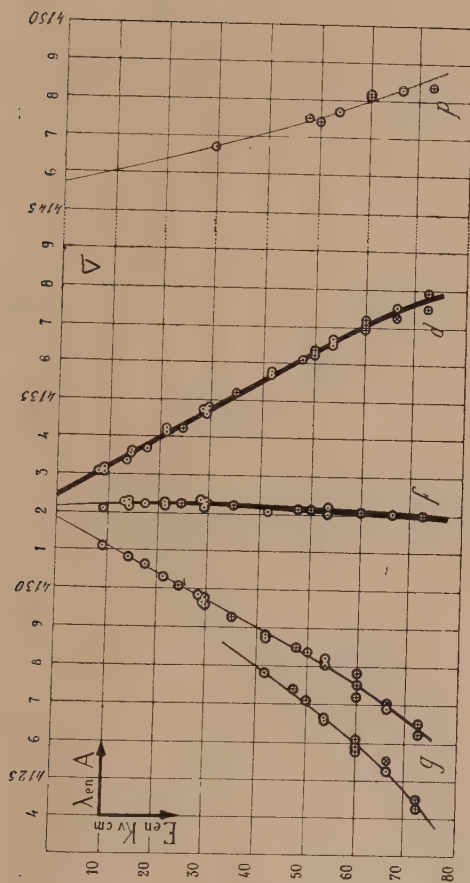


Fig. 18. — Li 2p.5q : composantes τ .

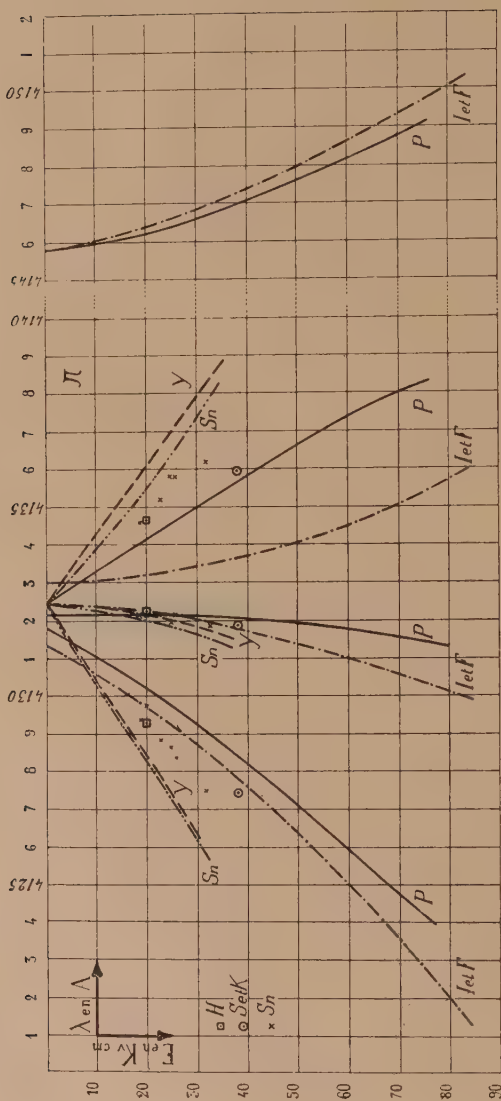


Fig. 19. — Comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur les composantes π des raies Li $2p-5g$ par Howell (H), Ishida et Fukushima (I et F), Poirot (P), Snyder (Sn), Stark et Kirschbaum (S et K) et Yokida (Y).

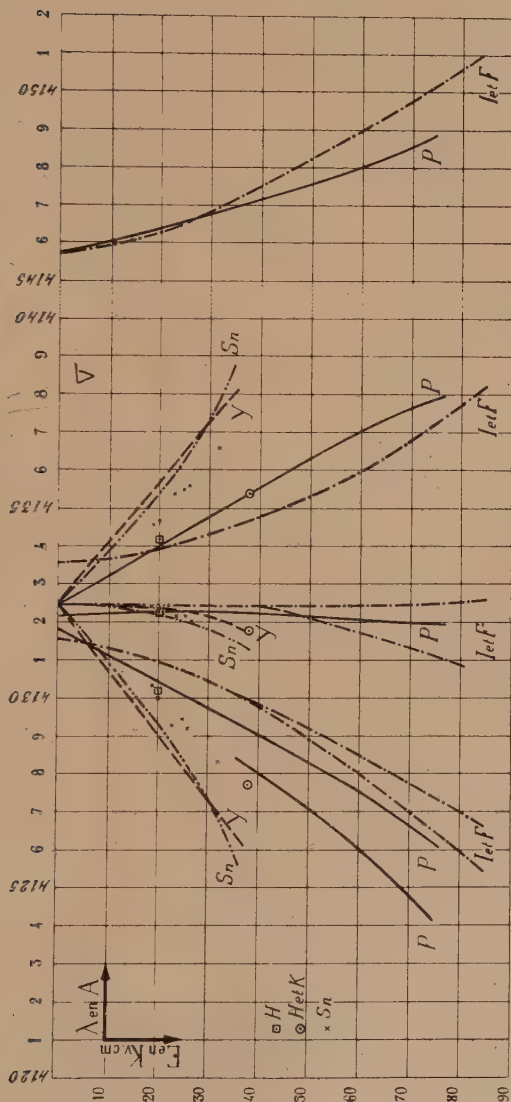


Fig. 20. — Comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur les composantes σ des raies $\text{Li } 2p \ 5q$.

composante σ de $2p-5g$ est double à partir de $E = 40 \text{ kV : cm.}$; mais alors que Ishida et Fukushima indiquent un dédoublement de la composante σ de $2p-5f$ pour $E > 40 \text{ kV : cm.}$ (la raie violette étant la plus faible), cette composante σ m'a toujours paru simple avec un maximum d'intensité bien net.

De même que pour les raies $2p-4q$, il n'existe aucune mesure des intensités relatives des raies $2p-5q$, mais les indications qualitatives concordent assez bien.

Les déplacements des raies $2p-5q$, sous l'influence du champ électrique, présentent le même aspect d'ensemble, mais les valeurs numériques varient beaucoup d'un auteur à l'autre : les différences sont plus importantes encore que dans le cas des raies $2p-4q$.

Selon Yoshida et Snyder, les courbes relatives à $2p-5d$, $2p-5f$ et $2p-5g$ partiraient du même point; les niveaux $5d$, $5f$ et $5g$ seraient donc confondus. Les résultats auxquels je suis parvenu, comme ceux de Ishida et Fukushima, montrent que ces niveaux sont distincts; on a pu d'ailleurs les déterminer directement.

Les écarts que j'ai mesurés pour $2p-5d$, $2p-5f$ et $2p-5g$ sont nettement inférieurs à ceux de Yoshida et de Snyder; ils sont en bon accord avec ceux de Stark et Kirschbaum et de Howell; ils sont légèrement supérieurs à ceux de Ishida et Fukushima (voir fig. 19 et 20).

Pour la raie $2p-5p$, j'ai trouvé des écarts plus petits que ceux de Ishida et Fukushima, surtout en composante σ : beaucoup plus petits également que ceux indiqués par Stark : $+ 7,8 \text{ A}$ pour $E = 80 \text{ kV : cm.}$

c) *Groupe $2p-6q$.* — Quand $q = d$, $\lambda = 3915, 0 \text{ A.}$

La raie $2p-6d$, en l'absence de champ électrique, est encore beaucoup moins intense que la raie $2p-5d$. Pourtant, sous l'influence du champ électrique, elle fait place à un nombre de composantes plus grand. L'étude de l'effet Stark de la raie $2p-6d$ exige donc de très longues poses. Stark et

Kirschbaum seuls (21) ont donné les modifications qu'ils ont observées dans un champ de 38 kV : cm. J'ai pu obtenir quelques bonnes photographies avec le spectrographe à optique de quartz décrit au chapitre II. La dispersion moyenne au voisinage de λ 3915 Å était de 27,15 Å : mm. Les temps de pose, de l'ordre de 15 heures, nécessitaient plusieurs émissions successives. J'ai utilisé des champs électriques accélérateurs allant jusqu'à 75 kV : cm.

TABLEAU V. — Li 2p-6q : Composantes π

E en kV : cm	2p-6h	2p-6g	2p-6f	2p-6d		2p-6p	N° du cliché
0				3915		(+ 6,2)	
22,49	— 4,3	— 1,4	+ 1,55	+ 3,9		+ 8,9	79
27,07	— 5,0	— 1,5	+ 1,3	+ 4,55		+ 9,0	78
75,20	— 14,85	— 6,4	+ 1,65	+ 8,0	+ 13,6	+ 18,6	81
54,20	— 9,95	— 4,1	+ 1,4	+ 6,2	+ ?	+ 13,6	80

TABLEAU VI. — Li 2p-6q : Composantes σ .

E en kV : cm	2p-6h		2p-6g	2p-6f	2p-6d	2p-6p	N° du cliché
22,49	— 3,5		— 1,0	+ 1,3	+ 4,0	+ 9,0	79
27,07	— 4,75		— 1,55	+ 1,4	+ 4,5	+ 9,5	78
75,20	— 15,1	— 11,25	— 6,75	+ 3,9	+ 11,8	+ 17,6	81
54,20	— 10,7	— 7,95	— 3,1	+ 2,7	+ 7,9	+ 13,2	80

Dans les champs faibles, on observe cinq composantes π et cinq composantes σ (Pl. II, 1 et 2). Ces composantes correspondent à des raies dont les notations sont, dans l'ordre décroissant des longueurs d'onde : 2p-6p, 2p-6d, 2p-6f, 2p-6g, 2p-6h. Leurs intensités relatives et leurs positions

varient avec le champ. De toutes les composantes π , celle de $2p-6d$ ne tarde pas à devenir la plus faible, puis elle se dédouble à partir de $E = 25 \text{ kV : cm.}$; les autres composantes π demeurent apparemment simples et les plus intenses sont relatives à $2p-6p$, $2p-6g$, $2p-6h$. Les composantes σ des raies $2p-6p$, $2p-6d$, $2p-6f$ restent simples ;

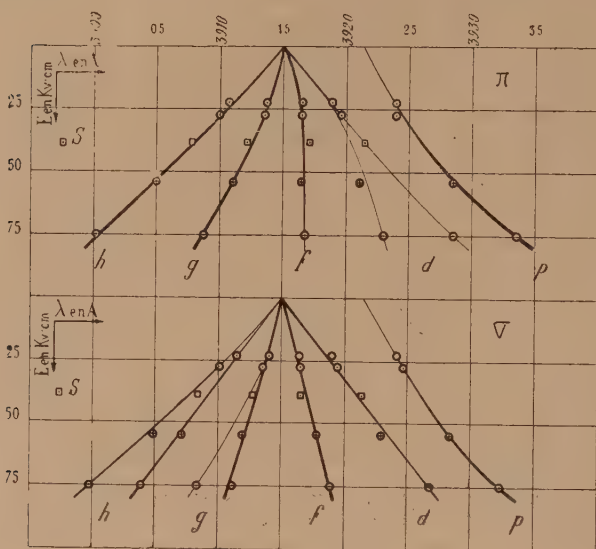


Fig. 21. — Li $2p-6q$.

celles des raies $2p-6g$, $2p-6h$, se dédoublent à partir de $E = 25 \text{ kV : cm.}$; les composantes σ les plus faibles sont relatives à $2p-6g$ (Pl. II, 3 et 4).

Les tableaux V et VI donnent, pour 4 valeurs du champ, les écarts des composantes π et σ avec la position de la raie $2p-6d$ sans champ ($\lambda = 3915,0 \text{ Å}$). Ces tableaux ont été établis de la même manière que les tableaux III et IV (p. 78).

La figure 21 traduit les résultats numériques précédents par des courbes. Les épaisseurs relatives de ces courbes, pour un champ donné, donnent une idée des intensités

relatives des composantes correspondantes ; elles font apparaître une dissymétrie très nette dans la répartition de ces intensités, aussi bien pour les composantes π que pour les composantes σ .

Les courbes relatives à $2p-6p$, extrapolées, coupent l'axe des abscisses au point $3921,2$ Å, longueur d'onde de la raie $2p-6p$ pour un champ évanouissant. Stark (23) a trouvé $3923,2$ Å.

Il faudrait réaliser de nouveaux clichés avec des champs faibles pour pouvoir affirmer que les courbes relatives aux autres raies partent d'une même origine ou de points très voisins. Si les niveaux $6d$, $6f$, $6g$, $6h$ ne sont pas identiques, ils sont très voisins les uns des autres.

Les écarts trouvés par Stark et Kirschbaum pour $E = 38$ kV : cm. sont reportés sur la figure 21 ; ils correspondent bien aux résultats que j'ai obtenus.

d) *Groupe $2p-7q$.* — Quand $q = d$, $\lambda = 3794,7$.

Sur les clichés où j'ai étudié les raies $2p-6q$ apparaissent aussi, mais bien plus faiblement, à la place de $2p-7d$, 6 com-

TABLEAU VII. — Li $2p-7q$: Composantes π .

E en kV : cm	$2p-7i$	$2p-7h$	$2p-7g$	$2p-7f$	$2p-7d$	$2p-7p$	N° du cliché
0					3794,7		
22,49	— 0,6	— 3,2	— 0,1	+ 2,0	+ 5,3	+ 8,1	79.
27,07	— 7,3	— 3,5	0,0	+ 2,3	+ 6,7	+ 9,3	78
75,20	— 22,2	— 11,9	— 3,6	+ 3,1	+ 13,9	+ 23,0	81
54,20	— 14,3	— 7,9	— 1,5	+ 3,4	+ 10,9	+ 16,3	80

posantes π et 6 composantes σ (Pl. II, 1 et 2) ; elles correspondent à des raies dont les notations ne peuvent être, dans

l'ordre décroissant des longueurs d'onde, que $2p-7p$; $2p-7d$; $2p-7f$; $2p-7g$; $2p-7h$; $2p-7i$.

Les tableaux VII et VIII, établis comme les tableaux V et VI, donnent les écarts des composantes avec la position

TABLEAU VIII. — Li $2p-7q$: Composantes σ .

E en kV : cm	$2p-7i$	$2p-7h$	$2p-7g$	$2p-7f$	$2p-7d$	$2p-7p$	N° du cliché
22,49	— 6,0	— 3,1	0,0	+ 2,7	+ 5,4	+ 7,8	79
27,07	— 6,8	— 3,1	+ 0,1	+ 3,3	+ 6,2	+ 8,7	78
75,20	— 20,1 — 16,7	— 11,4 — 8,0	0,0	+ 9,0	+ 15,6	+ 22,3	81
54,20	— 12,5	— 6,9	0,0	+ 5,8	+ 10,6	+ 15,9	80

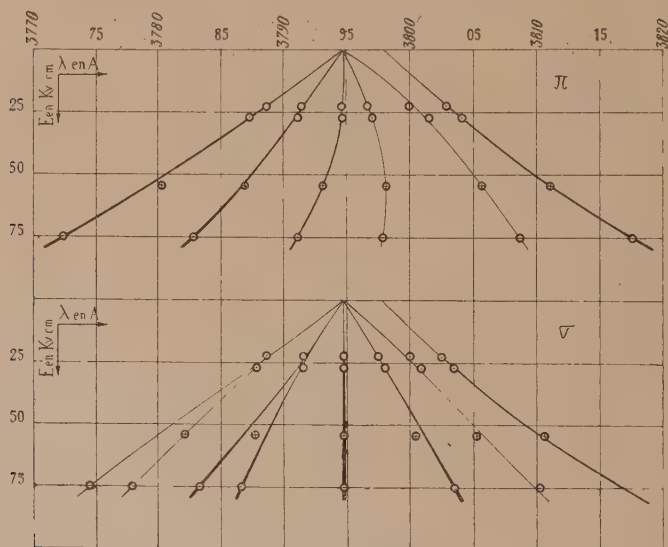


Fig. 22. — Li $2p-7q$.

de la raie $2p-7d$ obtenue sans champ. Les courbes de la figure 22 sont construites comme les courbes de la figure 21.

On remarquera les déplacements considérables de certaines composantes et une dissymétrie très nette dans la répartition des intensités.

Les courbes relatives à $2p-7p$, extrapolées, coupent l'axe des abscisses au point 3 794,7 A, longueur d'onde de la raie $2p-7p$ pour un champ évanouissant.

Aucun résultat n'avait encore été publié jusqu'ici sur l'effet Stark des raies Li $2p-7q$.

Il sera intéressant de compléter les résultats précédents en effectuant des poses de plusieurs dizaines d'heures, ce qui est réalisable avec la méthode des rayons anodiques.

4. — Sur l'effet Stark de quelques raies de la série fine de Li.

Ces raies sont nettement séparées des groupes précédents et je les ai étudiées à part.

TABLEAU IX. — Li $2p-5s$, λ 4273,3 A. I.

E en kV : cm.	Comp. π	Comp. σ	N° du cliché
14,08	0	0	27
29,76	+ 0,05	+ 0,1	22
55,63	+ 0,22	+ 0,2	206
66,35	+ 0,36	+ 0,35	19

TABLEAU X. — Li $2p-6s$, λ 3985,7 A. I.
et $2p-7s$, λ 3938,1 A. I.

E en kV : cm.	$2p-6s$		$2p-7s$		N° du cliché
	π	σ	π	σ	
22,49	+ 0,45	+ 0,45	— 1,4	— 1,5	79
27,07	+ 0,55	+ 0,40			78
75,20	+ 1,90	+ 1,80			81

Les raies de la série fine du lithium sont très peu modifiées par le champ électrique. Les tableaux IX et X (voir aussi fig. 23) donnent les écarts des composantes π et σ des raies

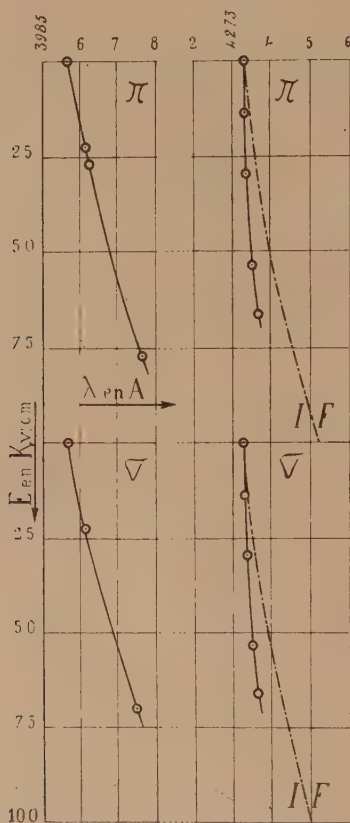


Fig. 23. — Li 2p-5s et 2p-6s.

2p-5s, 2p-6s, 2p-7s, $\lambda\lambda$ 4 273,4 ; 3 895,7 ; et 3 898,1 Å, pour différentes valeurs du champ électrique. Les composantes restent simples et leurs déplacements, relativement petits, se font vers le rouge pour les raies 2p-5s et 2p-6s, et vers le violet pour la raie 2p-7s.

Les écarts indiqués par Ishida et Fukushima (29) sont de même sens mais un peu supérieurs à ceux que j'ai trouvés. Aucune indication n'avait encore été donnée pour $2p-6s$ et $2p-7s$.

5. — Distribution du champ électrique entre l'anode et la grille.

L'émission de lumière entre l'anode et la grille (p. 16) se fait dans un champ électrique et donne lieu à l'effet Stark. L'apparence des raies assez intenses et sensibles au champ permet de se rendre compte de la distribution du champ électrique.

Les composantes des raies $Li\ 2p-4d$ et $2p-5d$ sont sensiblement parallèles sauf dans les portions qui correspondent au voisinage immédiat de l'anode ; le champ est donc approximativement uniforme depuis la grille jusqu'à 1 mm. environ de l'anode. Ce résultat peut paraître surprenant au premier abord ; mais le champ entre l'anode et la grille, comme celui entre la grille et l'électrode auxiliaire, n'est pas un champ statique : sa valeur en un point, pour des électrodes données, dépend non seulement des potentiels de ces électrodes, mais aussi de la répartition des charges spatiales entre ces électrodes. Le champ sera, par exemple, de 20 kV : cm. quand le courant anode-grille est de 200 μA ; il varie en sens inverse du courant.

Au voisinage immédiat de la grille, on ne constate pas de chute brusque de potentiel : les portions correspondantes des raies ne sont pas incurvées.

Aux environs de l'image de la pointe anodique, on observe un élargissement des raies dont le maximum correspond à la pointe elle-même. Le champ, près de la pointe, est supérieur à 100 kV : cm. Il est difficile de déterminer sa valeur maximum avec un spectrographe ordinaire, la lumière

émise à la pointe elle-même étant répartie sur une longueur relativement grande de la plaque. En utilisant un prisme objectif, les pertes de lumière sont beaucoup plus faibles et M. Morand (6) a trouvé à la pointe un champ qui atteint plusieurs fois 100 kV : cm.

6. — Sur l'effet Stark de quelques doublets diffus de Na.

La lumière émise par les rayons anodiques de Na permet d'obtenir, avec le spectrographe à deux prismes de flint décrit plus haut (p. 51) et des temps de pose de plusieurs heures, les doublets $2p_{1,2}\text{-}md$ avec $m = 5, 6, 7, 8, 9$, et $2p_{1,2}\text{-}ms$ avec $m = 5, 6, 7, 8$. J'ai voulu étudier l'influence du champ électrique sur ces doublets.

Stark et Hardtke (28) ont tenté cette étude en employant un tube Lo Surdo contenant He et une cathode faite avec Na. Quand le tube était peu poussé (1 mA), la décharge se transformait, en moins de quatre heures, avant même que les impuretés fussent éliminées, en un arc avec faible chute cathodique. Quand le tube était plus poussé (2 à 3 mA), la chute cathodique tombait considérablement. Le champ maximum ne dépassa pas 16 kV : cm. et seul, le doublet $2p\text{-}5d$ fut examiné.

Takamine (33) étudia par une méthode Lo Surdo, lui aussi, le doublet $2p\text{-}4d$ dans un champ de 25 kV : cm.

Avec les rayons anodiques, on peut maintenir une émission lumineuse relativement intense dans un champ auxiliaire accélérateur de 150 kV : cm. durant des heures. Malheureusement, des poses prolongées, même d'une durée de huit heures, sont insuffisantes pour faire apparaître tous les doublets recherchés. Force fut donc d'opérer seulement avec des champs beaucoup plus faibles. Pour des poses de 6 à 8 heures, avec des champs ne dépassant pas 50 kV : cm., il ne subsiste de tous les doublets que $2p_{1,2}\text{-}5d$ et $2p_{1,2}\text{-}6d$ qui ne se révèlent qu'avec une très faible intensité.

Les plaques utilisées (pl. Opta) ne sont plus très sensibles au voisinage du doublet $Na\ 2p_{1,2-5d}$; comme je ne m'étais pas proposé d'étudier spécialement ce doublet, il se trouvait que la plaque n'était pas exactement au point en cet endroit. Le doublet n'est venu que sur les clichés correspondant à des poses de plusieurs heures, surtout quand le wollaston était enlevé.

Sous l'influence d'un champ électrique croissant jusqu'à 50 kV : cm, les composantes du doublet apparaissent diffuses ; elles subissent un déplacement vers le rouge et, en même temps, leur écart augmente.

Dans un champ $E = 47,30$ kV : cm., le déplacement des composantes σ vers le rouge est de 2,6 Å pour $2p_{2-5d}$, et de 4,1 Å pour $2p_{1-5d}$; l'écart entre ces composantes, égal à 4,2 Å pour $E=0$, s'est ainsi accru de 1,5 Å (cl. 41).

Les composantes π sont beaucoup trop faibles sur le cliché pour permettre une affirmation à leur sujet.

Stark et Hardtke ont trouvé un déplacement de + 1,2 Å dans un champ de 23 kV : cm. à la fois pour les composantes σ et les composantes π .

Sur les clichés assez posés, et quand le wollaston est enlevé, apparaît aussi une raie dont la longueur d'onde est 4 973 Å pour $E = 25$ kV : cm. (cl. 65). Cette raie semble correspondre à $2p_{1-5f}$. Le calcul donne d'ailleurs, à partir des niveaux connus de Na (Fowler) $2p_{1-5f} = 4\,975,9$ et $2p_{2-5f} = 4\,972,8$.

Le doublet $2p_{1,2-6d}$, $\lambda\lambda\ 4\,669$ et $4\,665$ Å, est venu avec de longues poses, mais 8 heures n'ont pas suffi pour obtenir les composantes π avec une intensité qui permette d'effectuer sur elles de bonnes mesures. C'est la raison pour laquelle beaucoup de clichés ont été pris sans wollaston.

Sous l'influence d'un champ électrique croissant jusqu'à 50 kV : cm., les raies $2p_{1,2-6d}$ deviennent plus diffuses mais paraissent toujours simples : la raie $2p_{1-6d}$ se déplace vers le rouge et la raie $2p_{2-6d}$, vers le violet, l'écart entre les raies

allant en augmentant. Pour $E = 47,30$ kV : cm., les composantes π se sont déplacées de $+ 0,9$ Å pour $2p_1-6d$ et de $- 0,6$ Å pour $2p_2-6d$. L'écart entre ces composantes, égal à 4 Å quand $E = 0$, s'est ainsi accru de 1,5 Å.

Sur les clichés assez posés, wollaston enlevé, une raie de longueur d'onde 4 661 apparaît aussi quand $E = 25$ kV : cm. Cette raie correspond à $2p_2-6f$. D'après les niveaux connus de Na (Fowler), on calcule en effet $2p_1-6f = 4665,0$ et $2p_2-6f : 4660,0$.

On ne peut rien conclure de l'influence du champ sur les doublets diffus plus lointains parce qu'ils sont trop peu intenses sur les plaques.

7. — Sur l'effet Stark de quelques triplets de Ba.

Jusqu'ici, aucun résultat n'a été publié, à ma connaissance du moins, sur l'effet Stark de Ba : il a paru sans doute peu commode de produire des rayons positifs de Ba dans une région où règne un champ électrique intense ; de plus, Ba étant un métal bivalent, de poids atomique élevé ($Ba = 137$), on peut s'attendre à ce que l'influence d'un champ électrique soit relativement faible. Sachant produire des rayons anodiques de Ba, j'ai voulu en étudier aussi l'effet Stark.

On rencontre, dans cette étude, quelques difficultés qui n'existaient pas dans l'étude de Li et de Na et qui proviennent de la nature des rayons anodiques de Ba.

Les rayons positifs de Ba ont une masse beaucoup plus grande que ceux de Li et de Na. D'autre part, on est conduit, pour obtenir une émission satisfaisante, à maintenir entre l'anode et la grille du tube une différence de potentiel assez élevée. Les rayons anodiques de Ba acquièrent donc rapidement une énergie cinétique relativement grande et peuvent

devenir capables de pulvériser en partie les surfaces métalliques qui sont sur leur passage. Ceux qui rencontrent les fils de la grille (en fil de fer galvanisé) pulvérisent partiellement sa couche protectrice qui peut même, par endroits, disparaître complètement. Les fils, là où ils sont bombardés, sont entourés d'une gaine lumineuse bleuâtre de quelques millimètres d'épaisseur ; des points très brillants, semblables à des étoiles, apparaissent, disparaissent puis réapparaissent un peu partout : ils sont d'un bleu qui rappelle la couleur des flammes contenant des sels de Zn. Ces phénomènes, peu marqués quand l'électrode auxiliaire P est, comme la grille, reliée au sol, deviennent d'autant plus importants que le potentiel V_P est plus grand en valeur absolue. Les rayons qui traversent la grille viennent bombarder et pulvériser partiellement l'électrode auxiliaire faite de Cu. Après chaque expérience, les régions bombardées paraissent ternies si l'expérience n'a pas été trop longue, et elles sont même corrodées superficiellement si l'expérience a duré plusieurs heures ; ces phénomènes sont particulièrement marqués quand $V_P < 0$, c'est-à-dire quand le champ électrique auxiliaire accélère les rayons anodiques.

La lumière émise entre P et G contient les radiations les plus intenses de Zn I : le triplet $2p_{1,2} - 3s$ $\lambda\lambda$ 4 810,534 ; 4 722,163 ; 4 680,140 Å dans le début du spectre visible, et, dans le proche ultra-violet, les raies les plus intenses du triplet $2p - 3d$: $2p_1 - 3d_1$ λ 3 345,0 ; $2p_2 - 3d_2$ λ 3 303,0 Å... On observe aussi des raies d'étincelle Zn II : $3d_1 - 4f_1$ λ 4 924,0 Å ; $3d_2 - 4f_2$ λ 4 912,6 Å... On obtient de même les raies les plus intenses de Cu I, en particulier : $1s - 2p_{1,2}$ $\lambda\lambda$ 3 247,548 ; 3 273,964 Å dans le proche ultra-violet, et, dans le début du visible, $2p_1 - 4d_{1,2}$ $\lambda\lambda$ 4 062,75 ; 4 063,4 Å ; $2p_2 - 4d_2$ λ 4 022,70 Å ; $2p_{1,2} - 3s$ $\lambda\lambda$ 4 530,84 ; 4 480,38 Å... Sur de nombreux clichés apparaissent aussi les raies les plus intenses de Al I ; j'ai observé en particulier $2p_1 - 3d_{1,2}$ $\lambda\lambda$ 3 092,718 ; 3 092,85 Å ; $2p_2 - 3d_2$ λ 3 082,162 Å ; $2p_{1,2} - 2s$ $\lambda\lambda$ 3 961,53 ; 3 944,025 Å...

Al provient sans doute d'impuretés contenues dans la couche protectrice de la grille.

Les particularités qui viennent d'être décrites s'accroissent quand $V_p > 0$ et surtout quand la grille G et l'électrode auxiliaire P n'ont pas été nettoyées depuis quelque temps et sont recouvertes d'un dépôt de sel. Un arc véritable peut alors s'amorcer entre G et P ; il fonctionne à bas voltage et rend toute étude d'effet Stark impossible. Cet arc subsiste tant qu'on n'a pas nettoyé suffisamment les électrodes. Ainsi, il est préférable d'utiliser un champ auxiliaire accélérateur, mais on sera néanmoins limité pour la durée des poses. En pratique, je n'ai jamais dépassé des temps de pose de 8 heures qui nécessitent déjà 3 ou 4 démontages et remontages de l'anode sans toucher ni à G, ni à P.

Le champ électrique auxiliaire E apporte aussi, tout particulièrement dans le cas de Ba, quelques perturbations dans l'émission des rayons anodiques. Ces perturbations ne sont pas gênantes tant que E ne dépasse pas 100 kV : cm. ; mais, pour des champs supérieurs, il conviendrait d'utiliser le dispositif c décrit p. 40.

J'ai utilisé des champs inférieurs à 100 kV : cm. et observé les raies de Ba dont les longueurs d'onde sont comprises entre 3300 et 4900 Å. Les raies intéressantes étant souvent très faibles et les temps de pose étant d'autre part limités, d'assez nombreux clichés ont été pris sans wollaston pour réduire autant que possible les pertes de lumière par réflexion ; ces clichés donnent donc en même temps les composantes π et les composantes σ .

D'une manière générale, les déplacements dûs au champ électrique sont toujours relativement petits. Les plus importants se produisent pour les raies de triplets de la série diffuse ; j'ai observé plus particulièrement l'effet Stark des raies $2p-5d$. Mais je n'ai obtenu qu'un effet négligeable sur les raies de triplets de la série de Bergmann ainsi que sur les raies de simplets de Ba.

a) *Triplet Ba* $2p$ - $5d$. — L'effet le plus important se produit pour les raies $2p_1$ - $5d_{1,2}$; les raies $2p_2$ - $5d_{2,3}$ et la raie $2p_3$ - $5d_3$ sont beaucoup moins influencées que les précédentes.

TABLEAU XI. — Ba $2p_1$ - $5d_{1,2}$ et $2p_2$ - $5d_{2,3}$.

E en kV : cm	$2p_1$ - $5d_1$	$2p_1$ - $5d_2$	$2p_2$ - $5d_2$	$2p_2$ - $5d_3$	N° du cliché
0	4488,97	4493,64	4323,5	4333,1	53
27,08	- 0,67	- 0,46 + 2,01	+ 0,05	0,0	77 : π
	- 0,49	- 0,54 + 1,94	+ 0,05	0,0	77 : σ
	- 1,07	- 0,59 + 2,66	- 0,28		70 : $\pi + \sigma$
37,79	- 1,10	- 0,59 + 2,98			55 : π
	- 1,17	- 0,66 + 2,41			55 : σ
60,07	- 2,37 + 0,33	- 0,69 + 4,41	- 1,00	- 0,29	52 : $\pi + \sigma$
85,03	- 3,74 + 0,23	- 1,02 + 5,66			72 : $\pi + \sigma$
88,07	- 3,52 + 0,03	- 1,07 + 5,56	- 1,53	- 0,52	54 : $\pi + \sigma$

Le tableau XI rassemble les résultats numériques obtenus pour les raies $2p_1$ - $5d_{1,2}$ et $2p_2$ - $5d_{2,3}$. Chaque numéro de cliché est suivi de l'indication π , σ , ou $\pi + \sigma$, suivant qu'on a pointé les composantes π seulement, les composantes σ seulement, ou les raies qui sont visibles quand on ne sépare pas, au moyen d'un wollaston par exemple, les composantes π et les composantes σ . Les longueurs d'onde ont été déterminées graphiquement par interpolation entre des raies de Fe convenablement choisies, et on a reporté sur le tableau les écarts avec la position de la raie sans champ.

La figure 25, traduit par des courbes les résultats du tableau XI relatifs aux raies $2p_1$ - $5d_{1,2}$. J'ai reproduit en petit les courbes qui concernent les composantes π seules et celles qui concernent les composantes σ seules pour donner, par leurs épaisseurs, une idée des intensités relatives des composantes, telles qu'elles résultent en particulier des clichés 77 et 55 (Pl. I, 8 et 9). La raie $2p_1$ - $5d_1$ a une composante π et deux composantes σ d'intensités sensiblement égales; l'une des composantes σ se déplace à peine vers le rouge; l'autre se déplace

vers le violet à peu près de la même manière que la composante π . La raie $2p_1-5d_2$ a deux composantes π et deux composantes σ ; les unes et les autres ont des intensités différentes. A la composante π la moins intense correspond la composante σ la plus intense; toutes deux se déplacent légèrement vers le violet. Inversement, à la composante π la plus intense correspond la composante σ la moins intense et ces deux

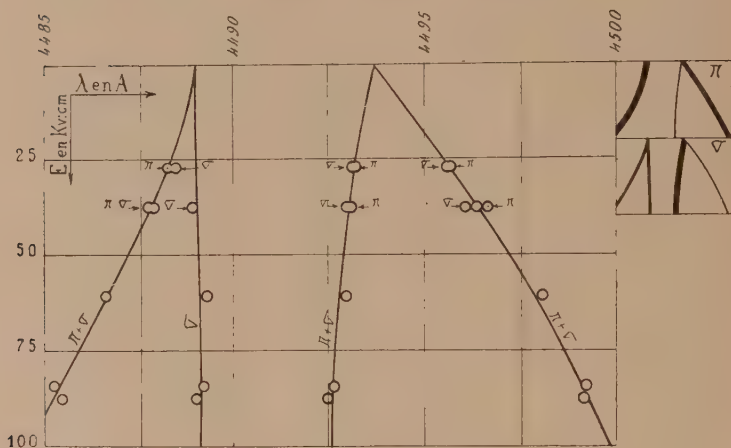


Fig. 24. — Ba $2p_1-5d_{1,2}$.

composantes se déplacent assez notablement vers le rouge de quantités sensiblement égales.

A partir de champs de l'ordre de 40 kV : cm., une raie très faible apparaît vers 4 512 Å; elle se déplace à peine quand le champ croît jusqu'à 90 kV : cm. (Pl. I, 10). Cette raie pourrait faire penser à une raie interdite par les règles de sélection, mais je n'ai pu jusqu'ici déterminer son origine d'une manière précise.

La figure 25 traduit par des courbes les résultats du tableau XI relatifs à $2p_2-5d_{2,3}$. J'ai adopté pour longueurs d'onde de ces raies émises en l'absence de champ, 4 323,5 Å et 4 333,1 Å; ces valeurs, qui résultent de mes mesures,

sont un peu différentes de celles, 4 323,0 Å et 4 332,9 Å, contenues dans le tableau de Kayser. Les raies $2p_2-5d_{2,3}$, sous l'influence d'un champ électrique croissant jusqu'à 90 kV : cm., se déplacent toutes les deux vers le violet et leur écart augmente en même temps. Je n'ai pas obtenu les

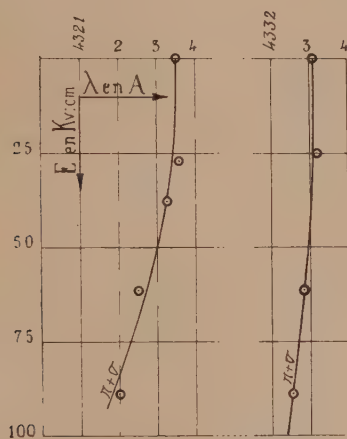


Fig. 25. — Ba $2p_2-5d_{2,3}$.

composantes π et σ séparément pour de grandes valeurs du champ.

La raie $2p_3-5d_3$, λ 4 264,4 Å donne, pour $E = 37,79$ kV : cm., une composante π déplacée vers le rouge de 0,1 Å et deux composantes σ , d'intensités sensiblement égales, déplacées vers le violet respectivement de 0,5 Å et de 1,5 Å (cl. 55).

b) *Triplet Ba $2p-6d$* . — Les composantes des raies $2p_1-6d_{1,2}$ $\lambda\lambda$ 4 084,87 ; 4 087,31 Å sont généralement trop faibles et trop diffuses pour qu'on puisse effectuer sur elles de bonnes mesures. Toutefois, j'ai observé (cliché 76), pour $E = 28,13$ kV : cm., une composante π et une composante σ pour chacune des raies $2p-6d_{1,2}$. Les écarts de ces composantes avec la raie sans champ sont respectivement — 2,7

et $-3,2$ Å pour $2p_1-6d_1$; $+1,5$ et $-1,6$ Å pour $2p_1-6d_2$. La composante π la plus intense est relative à $2p_1-6d_1$; la composante σ la plus intense est relative, au contraire, à $2p_1-6d_2$. Il y a, dans les écarts et les intensités, une dissymétrie très nette qui rappelle celle qui a été constatée pour les raies $2p_1-5d_{1,2}$.

Je n'ai pu observer ni les raies $2p_2-6d_{2,3}$ $\lambda\lambda$ 3 945,61 ; 3 947,51 Å, ni la raie $2p_3-6d_3$ λ 3 890,57 Å.

Je n'ai pas pu obtenir non plus, même avec des poses dépassant huit heures, une seule des raies $2p-7d$.

c) *Triplets de la série de Bergmann*. — Les raies $3d-4f$, même dans un champ de 90 kV : cm., ne paraissent pas modifiées.

Les raies $3d-5f$ subissent, sous l'influence du champ, un léger déplacement vers le rouge. Avec $E = 85$ kV : cm., le déplacement est $+0,8$ Å pour $3d_3-5f_3$ λ 3 525,0 Å, $+0,85$ Å pour $3d_2-5f_2$ λ 3 544,7 Å, et $+1,15$ Å pour $3d_1-5f_1$ λ 3 579,7 Å (cl. 72 bis). On ne peut rien dire sur les raies $3d_2-5f_3$ et $3d_1-5f_{2,3}$ parce qu'elles sont trop faibles; mais dans des champs moins intenses (~ 30 kV : cm.), elles apparaissent aussi très légèrement déplacées vers le rouge.

Parmi les raies $3d-6f$, je n'ai observé que $3d_3-6f_3$, $3d_2-6f_2$, $3d_1-6f_1$ $\lambda\lambda$, 3 356,9 ; 3 377,39 ; 3 421,48 Å. Comme pour les raies $3d-5f$, on constate, sous l'influence d'un champ électrique, un faible déplacement vers le rouge; pour un champ donné, les déplacements croissent dans le même ordre que les longueurs d'onde des raies (cl. 76). Avec des champs de 80 kV : cm., il ne restait plus sur la plaque que $3d_3-6f_3$, toujours faiblement déplacée vers le rouge.

Je n'ai pas obtenu, même avec des poses de huit heures, la plus intense des raies $3d-7f$.

Rien à signaler au sujet des raies $2p_{1,2,3}-3s$ $\lambda\lambda$ 4 902,88 ; 4 700,45 ; 4 619,98 Å ; $2p_1-4s$ λ 4 239,6 Å. Rien à signaler non plus sur les raies $3d_1-3p_1$ λ 4 673,61 Å ; $3d_2-3p_2$ λ 4 628,33 Å ; $3d_3-3p_3$ λ 4 605,08 Å.

J'ai examiné également les raies de simplets situées dans le domaine que je pouvais photographier : aucune raie de la série diffuse n'est apparue. Je n'ai obtenu qu'une seule raie de la série de Bergmann 3D-4F λ 4 080,93 Å ; cette raie est^t déplacée vers le rouge de 0,2 Å quand $E = 60,97$ kV : cm. (cl. 52). Je n'ai remarqué aucun effet sur la raie 3D-3P λ 4 726,45 Å ; les raies 3D-4P et 3D-5P ne sont pas visibles sur mes clichés.

8. — Emission d'un spectre de bandes (CH) . dans le champ électrique.

Sur la plupart des spectrogrammes pour lesquels le temps de pose est au moins de une heure, apparaît, plus ou moins faiblement, un spectre de bandes dont la tête se trouve à λ 4 314 Å et qui est dégradé vers le violet. Ce spectre est identique à la partie la plus intense de celui du cône bleu d'un bec Mecker. Le porteur de ce spectre est un groupement CH et le spectre lui-même est constitué par la partie la plus intense de la bande ζ .

Il résulte de l'excitation de molécules d'hydrocarbures provenant de la volatilisation partielle de la graisse des rodages et qui sont bombardées par les rayons anodiques.

Le spectre de bandes subsiste dans le champ électrique et j'ai cherché s'il était possible de trouver sur lui un effet Stark. Les meilleurs spectrogrammes furent étudiés au microphotomètre de Chalonge et Lambert, mais il fut impossible de mettre en évidence la moindre modification. Ainsi avec un champ de l'ordre de 100 kV : cm. et une dispersion de 15 Å/mm. environ, l'effet Stark de la bande ζ considérée est inappréciable.

Il serait nécessaire d'accroître la dispersion et le pouvoir de résolution du spectrographe ainsi que l'intensité du champ. Mais à mesure que le champ augmente, l'intensité

du spectre de bandes diminue, et, au-delà de $100 \text{ kV} : \text{cm.}$, il faudrait un temps de pose considérable pour obtenir le spectre de bandes avec assez d'intensité.

Le seul spectre de bandes sur lequel on a constaté et étudié jusqu'ici l'influence du champ électrique est le spectre de bandes de H^2 (34). Des recherches ont été effectuées sur les bandes d'absorption de HCl par Barker (35), sur les bandes de N^2 par Stark (36), par Yoshida (37) et par Steubing (38), sur les bandes de la vapeur d'eau avec $E = 74 \text{ kV} : \text{cm.}$ et sur les bandes de CO avec $E = 67 \text{ kV} : \text{cm.}$ par Steubing (39), sur les bandes de CO avec $E = 115 \text{ kV} : \text{cm.}$ et une dispersion 4 Å/mm. par Swensson (40); toutes ces recherches n'ont abouti à aucun résultat positif.

Essais sur la possibilité d'employer une émission de rayons anodiques pour étudier l'influence, sur certaines raies, d'un champ électrique et d'un champ magnétique croisés.

La théorie fait prévoir l'apparition de nouvelles composantes dans les champs électrique et magnétique croisés (41). Les expériences effectuées par Foster (42) sur le parhélium et l'orthohélium ont montré l'existence de nouvelles composantes polarisées du côté rouge des groupes $2P-5Q$ et $2p-5q$.

Il n'est pas facile de maintenir une décharge dans un champ magnétique qui lui est perpendiculaire. Foster (43) a cherché à utiliser une décharge radiale entre une anode cylindrique et une cathode disposée le long de l'axe du cylindre parallèlement au champ magnétique appliqué. Je me suis demandé s'il ne serait pas aussi commode d'utiliser des rayons anodiques au lieu de l'afflux positif d'un tube à décharge ordinaire.

Quelques essais préliminaires furent effectués avec un tube

en pyrex muni d'électrodes en métaux non ferro-magnétiques. Ce tube était placé entre les pièces polaires d'un électro-aimant permettant d'obtenir, dans un entre-fer de 4 cm., un champ sensiblement uniforme de 6 000 gauss environ. L'expérience montra que l'émission des rayons anodiques de

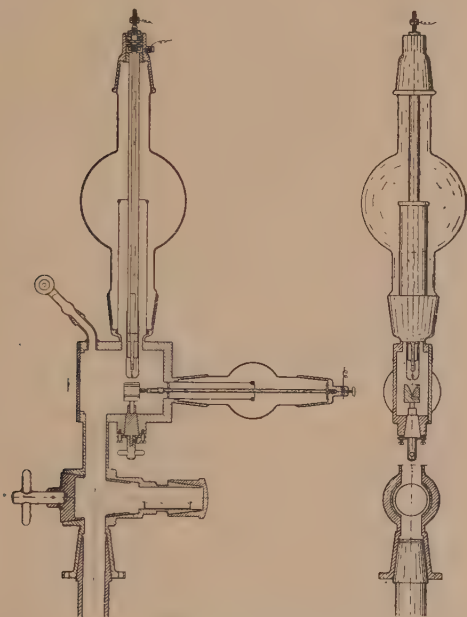


Fig. 26. — Coupe du second tube métallique.

Na se poursuit normalement dans un champ inférieur à 6 000 gauss, pourvu qu'on accroisse le potentiel de l'anode en même temps qu'on augmente le champ magnétique ; l'ouverture du faisceau des rayons anodiques diminue et le faisceau lui-même paraît plus intense ; mais, à partir de 5 000 gauss, des lueurs jaunâtres partent de la région d'émission et tendent à remplir tout le tube sans toutefois apporter de perturbation sensible au régime de l'émission.

Ces expériences furent reprises, au Laboratoire des Recherches physiques à Bellevue, avec le gros électro-aimant de l'Académie des Sciences et un appareil métallique moins fragile qu'un tube en pyrex

Le tube utilisé (fig. 26) est un tube à effet Stark analogue au tube décrit au chapitre II. Il comprend aussi une anode, une grille et une électrode auxiliaire ; la figure 26 représente le dispositif *c* décrit p. 40. Mais ce tube est fait de métaux et alliages non ferro-magnétiques. Il est en outre construit de manière à ne pas occuper une trop grande épaisseur entre les pièces polaires de l'électro-aimant. A cet effet, l'émission se fait à l'intérieur d'une boîte parallélépipédique dont les dimensions extérieures sont $11 \times 10 \times 4$ cm. ; il n'est guère possible de réduire davantage l'épaisseur de cette boîte, car il est nécessaire que l'anode soit plus écartée des parois de la boîte que de la grille, et il faut aussi une place suffisante pour loger la grille et l'électrode auxiliaire. Une glace à faces parallèles *f* de 4 mm. d'épaisseur permet de voir ce qui se passe à l'intérieur du tube et également de recevoir et d'étudier la lumière émise. On peut accéder aux électrodes en enlevant un des grands côtés de la boîte, appliqué sur elle par un rodage plan.

La pompe Holweck, pour être soustraite aux effets nuisibles du champ de fuite de l'électro-aimant, communiquait avec l'appareil par un tube en laiton de 5 cm. de diamètre et de 150 cm. de longueur ; des raccords souples laissaient aux diverses parties une certaine mobilité grâce à laquelle les rodages pouvaient s'appliquer exactement l'un sur l'autre.

J'ai pu maintenir une émission de rayons anodiques dans un champ électrique accélérateur allant jusqu'à 150 kV : cm. et dans un champ magnétique allant jusqu'à 9 000 gauss dans le cas de Na et 6 000 gauss dans le cas de Li.

Sous l'influence d'un champ magnétique faible ($H < 1\,500$ à 2 000 gauss), l'émission s'amorce plus facilement et se poursuit plus régulièrement ; quand le champ augmente, on

doit augmenter aussi le potentiel de l'anode pour maintenir l'émission. D'une manière générale, le faisceau des rayons est plus ramassé et paraît plus intense, mais la durée de l'émission est diminuée.

Quand le champ magnétique dépasse 5 000 à 6 000 gauss pour Na et 3 000 à 4 000 gauss pour Li, la chambre d'opération puis aussi le globe anodique s'emplissent souvent, brusquement, d'une lueur bleuâtre qui résulte sans doute de l'ionisation, par des électrons, de molécules qui restent dans le tube. L'intensité de cette lueur va en croissant; la pression dans le tube augmente et, à un moment donné, l'émission des rayons anodiques s'arrête brusquement.

Les phénomènes précédents ne se produisent jamais en l'absence de champ magnétique; ils ne se produiraient certainement pas s'il était possible de localiser le champ magnétique dans la région du tube comprise entre la grille et l'électrode auxiliaire. Avec le gros électro-aimant, quelle que soit la forme donnée aux pièces polaires, le champ, à une distance de quelques décimètres de l'axe, n'est jamais négligeable; il atteint aisément 1 000 à 2 000 gauss dans le globe anodique; et les électrons mis en mouvement par ce champ peuvent ioniser un grand nombre des molécules qui restent dans l'appareil.

Il n'aurait pas été commode de compenser un tel champ de fuite par des bobines, ni de protéger l'appareil par des écrans magnétiques. Les inconvénients dus au champ de fuite furent cependant réduits par l'emploi de pompes à grand débit, de gorges de garde sur tous les rodages coniques et plans, d'un piège à air liquide placé au voisinage immédiat du tube; mais ils ne purent être complètement éliminés.

J'ai tenté d'étudier la lumière émise à l'aide d'un réseau concave, de 6,40 m. de rayon, installé dans le puits du Laboratoire. Il fallait projeter la source lumineuse, au moyen de trois prismes à réflexion totale, sur une fente située à

3 m. au-dessous de la source; les pertes de lumière étaient importantes et plusieurs émissions étaient nécessaires pour obtenir seulement les raies les plus intenses du spectre de Na ou de Li, dans le premier ordre.

J'utilisai alors un spectrographe à échelon construit par la Maison Hilger. L'échelon comprend 20 lames; il est placé avant le prisme séparateur. Le collimateur possède deux fentes placées l'une contre l'autre; une première fente, verticale, parallèle à l'arête du prisme, joue avec lui le rôle de monochromateur; la seconde fente est horizontale et permet d'étudier la structure des raies. Quand les sources lumineuses étudiées sont faibles et nécessitent de longues poses, il est indispensable de maintenir bien constante la température de la masse de verre qui constitue l'échelon; à cet effet, l'échelon était placé dans une boîte métallique à doubles parois et à double fond parcourue par une circulation d'eau. De plus, tout l'appareil, à l'exception des fentes et de la chambre photographique, était enfermé dans une grande boîte à doubles parois, en bois contreplaqué; des fenêtres, munies de volets à glissières, permettaient d'accéder aux organes de réglage. Des essais effectués avec la raie verte du mercure (lampe Cooper-Hewitt) montrèrent que les conditions désirées étaient remplies.

Il fallait un temps de pose de quelques heures seulement pour obtenir les raies les plus intenses émises dans la région la plus lumineuse de l'espace grille-électrode auxiliaire; mais cette région, qui avoisine immédiatement l'électrode auxiliaire, est le siège d'une ionisation importante et les raies sont assez larges pour que les divers ordres d'interférence empientent presque les uns sur les autres. L'étude de la région la moins lumineuse donnerait des raies beaucoup plus fines mais nécessiterait des temps de pose trop longs pour être pratiquement réalisables dans les conditions expérimentales adoptées.

Finalement, je me suis provisoirement borné à examiner

la polarisation globale des raies D avec un polariscope Savart. Les raies D étaient isolées avec un verre jaune. La direction d'observation était perpendiculaire à celle des champs appliqués.

Le polariscope de Savart est formé de deux lames de quartz taillées à 45° de l'axe optique et superposées de manière que leurs sections principales soient rectangulaires ; elles sont suivies d'un nicol servant d'analyseur. L'ensemble est disposé devant l'oculaire d'une lunette. Quand la lumière incidente est partiellement polarisée, on observe des franges qui présentent un maximum de netteté si le plan de vibration bissecte les sections principales des lames. Dans mes expériences, ce plan de vibration était horizontal ou vertical. On déterminait d'abord, au moyen d'une lame de verre convenablement inclinée, l'orientation à donner au polariscope pour avoir une frange centrale noire ou blanche aussi nette que possible quand le plan de vibration privilégié est horizontal ou vertical. En observant ensuite le système de franges obtenu avec la lumière étudiée, on en déduisait sans ambiguïté si le plan de vibration privilégié était horizontal ou vertical.

Quand les champs électrique et magnétique sont nuls, la lumière émise ne paraît pas polarisée (On sait que les franges n'apparaissent que si la proportion de lumière polarisée atteint environ $1/100^e$). Avec un champ électrique seul $\vec{E}$, on a des vibrations privilégiées perpendiculaires à $\vec{E}$. Avec un champ magnétique seul $\vec{H}$, on a des vibrations privilégiées perpendiculaires à $\vec{H}$; on retrouve ici le phénomène découvert par Egoroff et Georgiewsky (*Congrès de Physique*, 3 (1900), p. 28). L'intensité des franges et, par suite, la proportion de lumière polarisée, est notablement plus grande pour un champ magnétique de quelques milliers de gauss que pour un champ électrique de 100 kV : cm. Si à un champ magnétique horizontal on superpose un champ

électrique vertical, l'intensité des franges dues au champ magnétique diminue légèrement, tout au moins tant que le champ magnétique ne dépasse pas une valeur de l'ordre de 2 000 gauss.

On pourrait songer à déterminer, dans chaque cas, la proportion de lumière polarisée, par compensation, en plaçant devant le polariscope une glace (ou une pile de glaces) sans tain et en faisant tourner cette glace autour d'un axe horizontal ou vertical d'un angle convenable pour supprimer les franges. Mais ces déterminations, déjà délicates à cause de la petitesse de la proportion de lumière polarisée, sont rendues plus difficiles encore par suite des variations continuelles apportées au régime de la décharge par la présence des champs ; elles ne pourront être effectuées qu'après avoir perfectionné le dispositif utilisé.

Si les essais précédents n'ont pas encore permis d'obtenir des résultats satisfaisants, ils ont mis du moins nettement en évidence les conditions expérimentales les plus avantageuses dans lesquelles il est préférable de se placer. Pour étudier, avec des rayons anodiques, l'influence sur des raies d'émission d'un champ électrique et d'un champ magnétique combinés et, en particulier, croisés, il faut renoncer à placer la chambre d'opération de l'appareil dans un champ magnétique : les pièces polaires pénétreront à l'intérieur du tube et il n'y aura de champ magnétique important que dans la seule région intéressante qui se réduit toujours à une petite fraction de centimètre cube ; de cette manière, aucune des perturbations signalées plus haut ne pourra se produire et l'émission ne sera modifiée ni dans son régime, ni dans sa durée ; dans ces conditions seulement, on pourra effectuer commodément des poses aussi longues qu'on voudra.

CONCLUSION

En résumé, j'ai étendu la méthode appliquée par M. Morand pour obtenir des rayons anodiques de Li à d'autres métaux alcalins : Na et K, à des métaux alcalino-terreux : Ca et Ba, et à Cr. Les particularités qui se produisent au cours des émissions, ainsi que les phénomènes lumineux qu'on observe, peuvent s'expliquer en supposant qu'on assiste, en même temps qu'à une sorte d'électrolyse, à une volatilisation du sel qui recouvre l'anode.

J'ai montré comment on peut utiliser les rayons anodiques pour étudier l'effet Stark. Cette méthode est particulièrement indiquée quand il s'agit d'un métal ayant une tension de vapeur trop faible ou ne fournissant pas de composés volatils suffisamment stables ; elle permet de réaliser de longues poses et d'étudier les raies lointaines des séries dans des champs pouvant aller jusqu'à 160 kV : cm.

J'ai appliqué cette méthode des rayons anodiques à Li, Na, Ba. Je me suis occupé des raies Li $2p\cdot m q$ (avec $m = 4, 5, 6, 7$). L'effet Stark des raies Li $2p\cdot 6 q$ n'avait été obtenu jusqu'à présent que par Stark et Kirschbaum, pour une seule valeur du champ ; celui des raies Li $2p\cdot 7 q$ n'avait pas encore été observé. J'ai examiné aussi l'influence du champ électrique sur les doublets diffus de Na, plus particulièrement sur $2p_{1,2}\cdot 6 d$, et sur les triplets et simplets de Ba, principalement sur les raies $2p\cdot 5 d$, $2p\cdot 6 d$, $3d\cdot 5 f$, $3d\cdot 6 f$. Aucun résultat n'avait encore été publié jusqu'ici sur l'effet Stark de Ba.

Les rayons anodiques peuvent aussi servir à étudier l'action sur les raies spectrales de champs électrique et magnétique croisés, agissant simultanément. Les expériences présentent d'assez graves difficultés ; mais les essais déjà effectués m'ont permis de mettre en évidence dans quelles conditions il conviendrait de se placer.

Planche I. — Les clichés résultent des originaux agrandis 6,6 fois. Les longueurs d'onde vont en croissant de gauche à droite. Sauf sur 4 et 10, les composantes π sont au-dessous des composantes σ .

En haut, clichés relatifs aux raies Li $2p-4q$:

- 1 : $E = 16,45$ kV : cm. ; temps de pose $T = 15$ min.
- 2 : $E = 47,77$ kV : cm. ; $T = 1$ h. 40 min.
- 3 : $E = 72,53$ kV : cm. ; $T = 20$ min.
- 4 : $E = 92,00$ kV : cm. ; $T = 15$ min. On voit seulement les composantes σ .

Au milieu, clichés relatifs aux raies Li $2p-5q$:

- 5 : $E = 14,08$ kV : cm. ; $T = 50$ min.
- 6 : $E = 60,18$ kV : cm. ; $T = 1$ h. 28 min.
- 7 : $E = 72,53$ kV : cm. ; $T = 2$ h. 15 min.

En bas, clichés relatifs aux raies Ba $2p_1-5d_{1,2}$:

- 8 : $E = 27,08$ kV : cm. ; $T = 7$ h.
- 9 : $E = 37,79$ kV : cm. ; $T = 1$ h. 45 min.
- 10 : $E = 88,07$ kV : cm. ; $T = 2$ h. 20 min. Les composantes π et σ sont ensemble dans le spectre inférieur ; le spectre supérieur donne les raies de Ba dans un champ très faible.



1



2



3



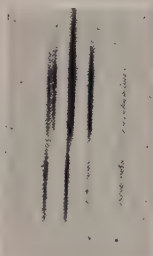
4



5



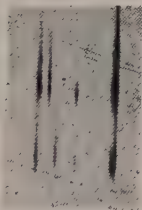
6



7



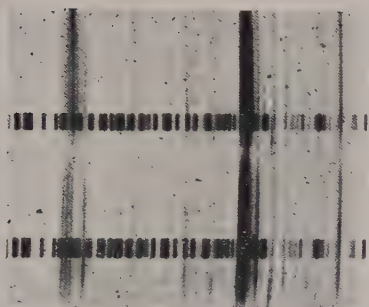
8



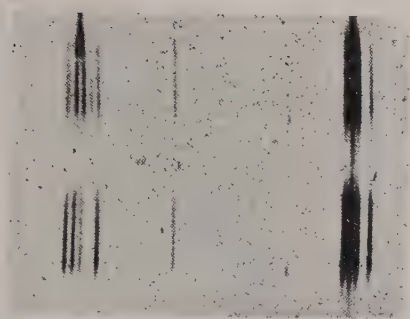
9



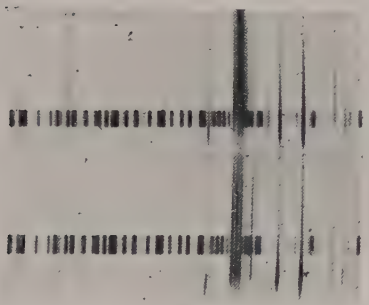
10



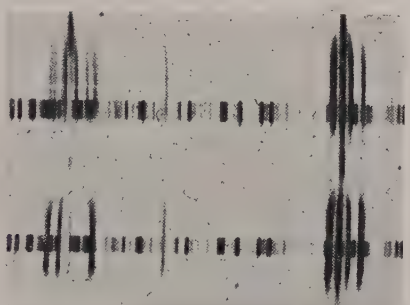
1



3



2



4

Les clichés résultent des originaux agrandis 6,6 fois. Les longueurs d'onde vont en croissant de gauche à droite. Les composantes π sont au-dessous des composantes σ .

Les clichés 1 et 2 se rapportent aux raies Li $2p-6q$ et $2p-7q$:

$E_1 = 22,49 \text{ kV : cm. ; temps de pose } T_1 = 13 \text{ h. } 1/2$

$E_2 = 27,07 \text{ kV : cm. ; } T_2 = 10 \text{ h.}$

Les clichés 3 et 4 sont relatifs aux raies Li $2p-5q$ et $2p-6q$:

$E_3 = 54,20 \text{ kV : cm. ; } T_3 = 2 \text{ h. } 1/2$

$E_4 = 75,20 \text{ kV : cm. ; } T_4 = 8 \text{ h.}$

BIBLIOGRAPHIE

1. GEHRCKE et REICHENHEIM. — *Verh. d. Phys. Ges.*, 8 (1906), 559;
9 (1907), 76, 200, 376; 10 (1908), 217.
2. G.-P. THOMSON. — *Phil. Mag.*, 42 (1921), 857.
3. DEMPSTER. — *Phys. rev.*, 11 (1918), 316; 18 (1921), 415; 20
(1922), 631.
4. ASTON. — *Phil. Mag.*, 39 (1920); 42 (1921), 436-441; *Nature*,
107 (1921), 72; *Isotopes*, London, 1922.
5. ASTON. — *Phil. Mag.*, 47 (1924), 385.
6. M. MORAND. — *Ann. d. Phys.*, 7 (1927), 103.
7. A. POIROT. *C. R.*, 189 (1929), 150.
8. A. POIROT. — *C. R.*, 190 (1930), 735.
9. DESLANDRÈS. — *C. R.*, 121 (1895), 886.
DAFERT et MIKLAUS. — *Monathefte*, 31 (1910), 985.
10. MOLDENHAUER. — *Ber.*, 62 (1929), 1959.
11. W. VOIGT. — *Wied. Ann.*, 69 (1899), 297; *Ann. d. Phys.*, 4
(1901), 197.
12. J. STARK. — *Berl. Ber.*, 47 (1913), 932.
13. J. STARK et G. WENDT. — *Ann. d. Phys.*, 43 (1914), 983.
14. A. LO SURDO. — *Rend. d. Lincei*, 22 (1913), 665; 23 (1914), 83,
256, 326, 717.
15. H. NYQUIST. — *Phys. Rev.*, 10 (1917), 226;
J. STARK, O. HARDTKE et G. LIEBERT. — *Ann. d. Phys.*, 5 (1918),
569;
J. S. FOSTER. — *Phys. Rev.*, 20 (1922), 214; 23 (1924), 667;
Proc. Roy. Soc., 123 (1929), 108;
M. KIUTI. — *Japan. J. of Phys.*, 1 (1922), 29;
J. DEWEY. — *Phys. Rev.*, 28 (1926), 1108.
16. Y. YOSHIDA. — *Mem. Coll. Sc. Kyoto*, 3 (1918), 183;
E. BROSE. — *Ann. d. Phys.*, 58 (1919), 731.
17. F. PASCHEN. — *Ann. d. Phys.*, 50 (1916), 901; *Berl. Ber.*,
1926, 135;
TCHULANOWSKY. — *Zts. f. Phys.*, 16 (1913), 306.
18. H. SCHÜLER. — *Zts. f. Phys.*, 16 (1926), 335.
19. H. NAGAOKA et Y. SUGIURA. — *Nat.*, 111 (1923), 431; *Jap. J. of
Phys.*, 3 (1924), 45; *Sc. Pap.*, 2 (1924), 139-167.
20. A. POIROT. — *J. de Phys.*, 6 (1931), 109 S-111 S.

21. W. GROTHIAN. — *Struktur der Materie : graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen*. Berlin, Julius Springer, 1928.
 22. J. STARK et H. KIRSCHBAUM. — *Ann. de Phys.*, **43** (1914), 1017-1047.
 23. J. STARK. — *Ann. d. Phys.*, **48** (1915), 210-235.
 24. H. LÜSSEM. — *Ann. d. Phys.*, **49** (1916), 865-880.
 25. M. RITTER. — *Ann. d. Phys.*, **59** (1919), 170-184.
 26. J. T. HOWELL. — *Astro. J.*, **44** (1916), 87-102.
 27. M. YOSHIDA. — *Mém. Coll. Kyoto*, **3** (1918), 161, n° 6.
 28. J. STARK et HARDTKE. — *Ann. d. Phys.*, **58** (1919), 712, 722.
 29. Y. ISHIDA et M. FUKUSHIMA. — *Sc. Pap.*, **9** (1928), 141-150, n° 161.
 30. R. SNYDER. — *Phys. Rev.*, **33** (1929), 354-360.
 31. H. NYQUIST. — *Phys. Rev.*, **10** (1917), 226-243.
 32. J. S. FOSTER. — *Phys. Rev.*, **20** (1922), 214-220.
 33. T. TAKAMINE. — *Astro. J.*, **50** (1919), 1-19.
 34. J. STARK. — *Ann. de Phys.*, **52** (1917), 221 ;
T. TAKAMINE et M. YOSHIDA. — *Mem. Coll. Kyoto*, **2** (1917), 137, 321 ;
M. KIUTI. — *Jap. J. of Phys.*, **1** (1922), 29 ; **4** (1925), 13 ;
J. K. L. MAC DONALD. — *Proc. Roy. Soc.*, **123** (1929), 103 ; **131** (1931), 146.
 35. G. P. BARKER. — *Astro. J.*, **58** (1923), 201.
 36. J. STARK. — *Hand. d. Exper. Phys.*, **21**, 494.
 37. M. YOSHIDA. — *Mem. Coll. Kyoto*, **3** (1918), 287.
 38. W. STEUBING. — *Phys. Zts.*, **23** (1922), 427.
 39. W. STEUBING. — *Phys. Zts.*, **26** (1925), 915.
 40. B. SWENSSON. — *Zts. f. Phys.*, **71** (1931), 450-452.
 41. W. PAULI. — *Hand. d. Phys.*, **23**, 159.
 42. J. S. FOSTER. — *Nature*, **123** (1929), 414.
 43. J. S. FOSTER. — *Proc. Roy. Soc.*, **131** (1931), 133-146.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	1

CHAPITRE PREMIER

LA PRODUCTION DES RAYONS ANODIQUES

1. — Méthodes utilisées pour la production des rayons anodiques	3
a) Expériences de Gehrcke et Reichenheim	3
b) Expériences de G. P. Thomson	4
c) Expériences de Dempster	5
d) Expériences d'Aston.	5
e) Expériences de M. Morand.	6
2. — Extension des résultats obtenus par M. Morand	7
3. — Conditions expérimentales requises.	8
a) Constitution de l'anode.	8
b) Choix du sel	11
c) Mise en marche d'une émission	13
d) Stabilité d'une émission	15
e) Durée d'une émission	16
4. — Phénomènes lumineux accompagnant l'émission des rayons anodiques	16
a) Description du faisceau lumineux dans « l'émission normale »	16
b) Spectre de la lumière émise dans le tube	17
c) Nature des ions émis	18
5. — Particularités qui se produisent souvent vers la fin d'une « émission normale »; possibilité de l'intervention d'un produit actif	20

	Pages
6. — Action des rayons anodiques sur la cathode	21
7. — Régimes d'émission autres que le régime normal. . . .	23
a) Emission continue sous forme d'un faisceau conique dont le sommet est un certain point de la surface du sel	23
b) Emission continue à partir d'un plus ou moins grand nombre de points de la surface du sel.	25
c) Emission continue par toute la surface du sel.	26
d) Emission intermittente par toute la surface du sel	27
8. — Mécanisme possible de l'émission des rayons ano- diques et explication des phénomènes lumineux qui l'accompagnent	28
a) Cas d'une « émission normale »	29
b) Cas où l'émission n'est pas normale.	32

CHAPITRE II

MÉTHODE D'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EFFET STARK AU MOYEN DES RAYONS ANODIQUES.

1. — Difficultés que l'on rencontre dans l'étude expé- rimentale de l'effet Stark	34
2. — Méthodes utilisées.	35
a) Méthode de Stark	35
b) Méthode de Lo Surdo	36
c) Méthode de l'arc.	37
3. — Utilisation des rayons anodiques pour l'étude de l'effet Stark	38
a) Disposition relative des électrodes	39
b) Circonstances où l'emploi des rayons anodiques est favorable. Avantages qui en résultent	41
c) Champs électriques limites utilisés	43
4. — Réalisation expérimentale	43
a) Tubes à vide.	43
b) Obtention du vide	47

	Pages
c) Haute tension pour la production des rayons anodiques	47
d) Haute tension auxiliaire	50
5. — Etude spectrographique de la lumière émise dans le tube	50
a) Le spectrographe à deux prismes de flint	51
b) Le spectrographe à deux prismes de quartz	52
c) Objectifs de projection	52
d) Plaques photographiques	52
6. — Détermination du champ électrique	53
7. — Détermination des longueurs d'onde	57

CHAPITRE III

QUELQUES RÉSULTATS SUR L'EFFET STARK OBTENUS PAR LA MÉTHODE DES RAYONS ANODIQUES.

1. — Généralités sur l'effet Stark dans les atomes à plusieurs électrons	60
2. — Généralités sur l'effet Stark du lithium	62
3. — Sur l'effet Stark des raies de la série diffuse du lithium	64
a) Groupe $2p-4q$	65
b) Groupe $2p-5q$	76
c) Groupe $2p-6q$	86
d) Groupe $2p-7q$	89
4. — Sur l'effet Stark de quelques raies de la série fine du lithium	91
5. — Distribution du champ électrique entre l'anode et la grille	93
6. — Sur l'effet Stark de quelques doublets diffus du sodium	94

	Pages
7. — Sur l'effet Stark de quelques triplets du baryum	96
<i>a)</i> Triplet $2p-5d$	99
<i>b)</i> Triplet $2p-6d$	101
<i>c)</i> Triplets de la série de Bergmann.	102
8. — Emission d'un spectre de bandes (CH) dans le champ électrique.	103
Essais sur la possibilité d'employer une émission de rayons anodiques pour étudier l'influence, sur certaines raies, d'un champ électrique et d'un champ magnétique croisés	104
CONCLUSION	111

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'effet Zeeman dans les spectres d'émission.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 20 septembre 1934.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY

